

博士論文

流体模型による相対論的重イオン衝突における
2粒子相関の研究

Hydrodynamical analysis of two-particle
correlations in relativistic heavy ion collisions

早稲田大学大学院 理工学研究科

物理学及応用物理学専攻 素粒子理論研究

森田 健司

2002 年 12 月

目次

第 1 章	序論	5
第 2 章	流体模型と 2 粒子相関	11
2.1	流体模型	11
2.1.1	流体模型による時空発展描像	11
2.1.2	相転移を考慮した (3+1) 次元バリオンフリー流体模型	12
2.1.3	1 粒子分布	16
2.1.4	流体の時空発展	18
2.2	2 粒子相関関数	19
2.2.1	HBT 効果	19
2.2.2	2 粒子相関関数の定式化	21
2.2.3	2 粒子相関と系のサイズの関係	26
2.3	サイズパラメータの運動量依存性	30
2.3.1	カーテシアン型パラメトリゼーションにおけるサイズパラメータの横運動量依存性	31
2.3.2	YKP 型パラメトリゼーションにおけるサイズパラメータの横運動量依存性	32
2.3.3	YKP 型パラメトリゼーションにおけるサイズパラメータのラピディティー依存性	37
2.3.4	まとめ	44

第3章	RHICにおける実験結果の解析	49
3.1	流体模型	49
3.2	1粒子分布	52
3.3	時空発展	55
3.4	2粒子相関	65
第4章	非中心衝突における“くるみ割り”現象の検証	73
4.1	“くるみ割り”シナリオ	73
4.2	構造を持つ粒子源に対する2粒子相関関数	74
第5章	結論	81

第1章

序論

現在の素粒子物理学における標準模型では、物質を構成する基本粒子の一つはクォークであって、その強い作用は量子色力学 (QCD) によって記述される。QCD はカラー $SU(3)$ 対称性をもつ非可換ゲージ場の理論であり、クォークはその基本表現で表され、随伴表現にあたるグルーオンがクォーク間の相互作用を媒介するゲージ粒子である。基本粒子であるにも関わらず、クォーク及びグルーオンが決して単独で観測にはかからないという事実は、観測される粒子、つまり陽子や中性子などのバリオンと π 中間子等のメソンはクォークの束縛状態 (ハドロン) であり、カラー重項の状態しか測定にはかからないものとして理解される。(カラーの閉じ込め)

一方、QCD の非常に大きな特色としては、非可換ゲージ場の理論であるということが挙げられる。つまり、量子電気力学 (QED) における光子と異なり、ゲージ粒子であるグルーオン同士による相互作用が存在する。結果として、漸近的自由性と呼ばれる性質が導かれる [1]: QCD における相互作用はエネルギースケールに依存し、エネルギースケールが大きくなる (粒子間の距離が小さくなる) につれて相互作用は弱くなる。したがって、ハドロンの密度が非常に大きい状態では、その構成要素であるクォーク間の距離は非常に小さくなり、ほぼ自由に振舞うことが予想される。このような予想は QCD の確立後すぐになされた。更に、格子ゲージ理論の進歩によって、理論の非摂動論的側面が明らかになるにつれて、ハドロン物質はある臨界温度 (密度) を境にして、クォーク・グルーオンの閉じ込めが破れ、熱力学的自由度として振舞う新しい物質形態、クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) に相転移すると、理論的に期待されている。

格子 QCD によれば、臨界温度は 200 MeV のオーダー¹であるが、このような温度は初期宇宙において実現されていたと考えられる。有限バリオン密度の場合は格子 QCD に予言能力が乏しいため、臨界密度ははっきりとはしないが、中性子星程度の密度が臨

¹ 本論文では、自然単位系 $\hbar = c = k_B = 1$ を用いる。

界密度であると予想されている²。QGPを実験室で作り出すには、ある程度の広がりをもった、高温かつ高密度物質を作り出さなければいけない。そのために現在行われているのが、重い原子核を相対論的に加速し、正面衝突させる実験である。近年の主な加速器としては、アメリカ・ブルックヘヴン国立研究所(BNL)のAGS、欧州共同原子核研究機構(CERN)のSPSが挙げられ、それぞれ衝突エネルギーは核子あたり $\sqrt{s} = 5$ GeV および 20 GeV 程度である。特にSPSの核子あたり $\sqrt{s} = 17$ GeV 鉛-鉛衝突実験ではQGP生成の兆候と見られる実験結果が得られているものの、現在でも確証には至っていない。2000年6月以降、BNLにおける新加速器、Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) が稼動を始めたが、この加速器では今までで最大の衝突エネルギー核子あたり $\sqrt{s} = 200$ GeV での重イオン衝突実験が可能になることから、QGP生成と共に、その性質を調べることが可能になると期待されている。2001年11月現在、RHICは1年目の稼動を終え、2年目のデータ取得が始まったところであるが、1年目の核子あたり $\sqrt{s} = 130$ GeV 金-金衝突の実験データが発表されている [3]。

ところで、高エネルギーで原子核を衝突させたとして、何を観測してQGPの発見、あるいはその性質を知ることが出来るであろうか？ 測定器には決して単独のクォーク・グルーオンが検出されることはなく、我々が測定できるのは、主として衝突反応の結果として出てきた二次的なハドロンである³。QGPと考えられるに十分な臨界温度・密度を持つ物質を作り出せたとしても、すぐに膨張・冷却し、僅か数 fm のスケールの寿命しか持たないと考えられている。測定器にかかるハドロンは強い相互作用をするから、衝突過程の初期の情報を持っているとは考えにくい。したがって、衝突過程を詳細に調べ、その終状態に表れるハドロン物質の状態に、QGP状態が過去に存在したことがどう影響するかを調べる必要がある。衝突過程は粒子の多重発生を含み、また多体問題でもあるために、QCD(あるいはその有効理論)のラグランジアンから出発して時空発展を記述する、ということは非常に難しく、何らかの現象論的模型に頼らざるを得ない。そこで有用なのが流体模型である。高エネルギー原子核衝突の反応領域を“火の玉”と見なし、熱・統計力学の手法で解析する方法は歴史が長く、Fermi [4] に始まる。Landau [5] によってそれは系のダイナミカルな発展を記述する流体模型へと発展し、さらにQGP生成を見据えたものとしてBjorken [6] の描像へと発展した。この描像

²有限密度の場合は、ここ数年理論の発展が目覚しく、“カラー超伝導相” [2] など、非常に複雑な相構造を持つことが示唆されている

³レプトンや光子等の強い相互作用をしない粒子も測定可能ではあるが、その数は圧倒的に少なく、またバックグラウンドの多さのため測定は難しい。

は超高エネルギーでの原子核衝突を想定し、衝突で出来た高温物質の衝突軸方向の時空発展を記述する。Landau の模型との大きな違いは、入射原子核が衝突によって停止せず、完全にすり抜けるというところにあり、したがって Bjorken の描像では正味 (net) バリオン数はゼロである。流体の流速はローレンツ不変な解 (スケーリング解) によって記述される。この描像は、十分高エネルギーの衝突における中心領域では十分に有効であると考えられるが、横方向の膨張を考慮していない点など、単純化されすぎている面もある。そこで、本研究においては、この Bjorken の描像を元に、より現実的な状況を考慮した流体模型を用いて時空発展の記述を行うことにする。

一方、終状態のハドロン物質を調べるのに有効な観測量はなんであろうか？ そのもっとも有力なツールと考えられているのが、本研究の主題となる 2 粒子相関の手法である [7]。Hanbury-Brown と Twiss が、光子の 2 体相関から、その発生源の星の直径を計測した [8] ことから、この手法は HBT 効果とも呼ばれている。この効果は、量子力学における同種粒子の対称性に起因するものであり、二つの光子が独立に放出されるとしても、光子の二体分布に干渉項が現れ、そこに粒子源の大きさに関する情報が含まれる。この方法は Goldhaber らによっても独立に用いられ [9]、 π 中間子の二体相関から核子衝突における反応領域のサイズが計測されている⁴。この手法は大変強力な手法である。というのは、反応終状態におけるサイズを測ることによって、実験で測定された粒子の総エネルギーと組み合わせれば、エネルギー密度を見積もることも可能である [10]。流体模型の描像を用いてエネルギー密度を衝突初期まで内挿すれば、そこで臨界密度を超えて、新しい物質相が生成されているかどうかを知ることができるからである。実際に高エネルギーの重イオン衝突に適用した場合、粒子源は激しく膨張しており、2 粒子相関から得られたサイズの物理的意味も自明でなくなるので、必ずしも上記のようにしてエネルギー密度が決められるわけではない。(具体的には粒子源サイズが放出される粒子の運動量に依存する。) しかし、2 粒子相関から得られたサイズから、単なる大きさ以上の情報を得ることも可能であり、また高温物質の位置に関する情報を得るには唯一の手法であることから、この手法は高エネルギー重イオン衝突の物理を調べるのに強力かつ重要である。RHIC における実験結果も大変注目されている。RHIC では衝突エネルギーが大きくなることから、AGS、SPS の実験よりも大きなサイズが得られると予想されていたが、実験結果はそれを裏切るものであり、その意味するところが現在議論の的となっている。

⁴提唱者にちなんで、GGLP 効果とも呼ばれる。

本論文は以下のように構成される．

第2章では，流体模型を高エネルギー原子核衝突に適用し，流体方程式を数値的に解くことによって π 中間子の粒子源を決定する．それを基に π 中間子の2粒子相関関数を評価することによって，流体模型がもつ系のダイナミカルな情報がどう2粒子相関関数に反映されているかを考察する．簡単のため，衝突パラメータをゼロとした中心衝突についてのみ考える．したがって，系の時空発展には円筒対称性があることになる．2粒子相関関数から系のサイズを得るときには，相関関数を2つの放出粒子(運動量 k_1^μ, k_2^μ)の相対運動量 $q^\mu = k_1^\mu - k_2^\mu$ の関数とし，相関関数の関数形をガウス型に仮定して，フィッティングを施す．ここでのフィッティングパラメータが長さの次元を持ち，系の大きさに対する情報を担うが，相対運動量の独立な成分の選び方によって，得られるサイズの物理的意味が異なる．現在実験で広く用いられているものとして，カーテシアン型と言われるものと，YKP型と呼ばれている選び方がある[11,12]．第2章では特にYKP型について，粒子源サイズの横運動量依存性およびラピディティ依存性について考察する．YKP型では独立変数の一つに $q_0 = E_1 - E_2$ を選ぶため，粒子の放出時間差についての情報が直接得られることが指摘されており[13]，相転移によって引き起こされる流体の寿命の延び[14]にもっとも敏感であると考えられるからである．しかしながら，フィットによって得られたサイズパラメータの一つが直接放出時間差に対応するためには，粒子放出が円筒対称性を持つ必要がある．本論文では，この円筒対称性が横フロー(粒子の集団運動)によって破られ，結果として大きい横運動量の粒子については放出時間差が得られないことがわかった．また，これは“opaque”と呼ばれる厚みを持った粒子源の特徴[15]であり，粒子源と横フローの位置依存性からこの特徴が現れることを示した．なお，第2章では，流体の情報と2粒子相関関数の関係を明確に捉えることを目的とし，流体模型については比較的単純なものをを用いている．具体的には，バリオン数保存則を無視し，ハドロン相の状態方程式は π および K 中間子のみで構成されるものとした．しかしながら，この流体でも十分に実験結果と比較しうる計算結果が得られた．より現実的な模型を用いた解析は第3章で行う．

第3章では，流体模型を用いてRHIC加速器における核子あたり130 GeVの金-金衝突実験の解析を行う．第2章と同じく，中心衝突を考え，系に円筒対称性を要請する．流体模型はより現実的なものとして，バリオン数保存則も考慮し，ハドロン相の状態方程式にはより重い粒子の寄与等を取り入れたものをを用いた．初期条件を適切に選ぶことによって，荷電ハドロンの擬ラピディティ分布，横運動量分布，反陽子/陽

子比の実験結果を再現することが出来る．このときの初期パラメータと，そこから得られる流体の時空発展についての議論を行った．更に π 中間子の 2 粒子相関を計算して実験結果との比較を行い．比較的实验に近い結果を得ることが出来た．1 粒子分布と 2 粒子相関両方について解析し，1 粒子分布で実験を再現しながら 2 粒子相関で実験に近い結果を得たのは，本研究が最初である．また，同じ模型から SPS における核子あたり 17.4 GeV の鉛 - 鉛衝突実験の結果を再現し，両者の比較を行った．特に，RHIC に初期のエネルギー密度があまり増えていないことと，バリオン密度がかなり小さくなることが示された．2 粒子相関関数から得られるサイズパラメータの比較も行ったが，SPS のデータには定性的かつ定量的に非常に良く合う結果が得られたのに対して，RHIC のデータについては定性的にはやや異なる結果を示した．これは RHIC における異なった粒子放出機構の存在を示唆している．

第 4 章では，非中心衝突に議論を移し，“くるみ割り (ナットクラッカー)” シナリオと呼ばれる現象 [16] に着目する．高エネルギー重イオン衝突において，QGP が生成された場合，その後の時空発展で，“くるみ割り” と呼ばれる奇妙な時空発展を辿る可能性が指摘されている．このシナリオでは，終状態の物質分布にあたかも“実” と“殻” のような構造が現れるため，この構造が 2 粒子相関関数に反映されると期待される．もし構造を持つ証拠が観測量から得られたなら，QGP が生成されたという直接のシグナルになる．そこで，ここでは 2 粒子相関が実際に“くるみ割り” のシグナルとなりうるかを議論する．円筒対称性を課さない流体模型を用いて“くるみ割り” シナリオを示す粒子源を構成し，それを元に π 中間子の 2 粒子相関関数を計算することによって，物質分布の構造と 2 粒子相関の関係を考察した．

第 5 章では，本論文のまとめと，今後の展望について述べる．

第2章

流体模型と2粒子相関

この章では、流体模型によって高エネルギー重イオン衝突における系の時空発展を記述し、それによって与えられる粒子放出源のサイズと相関関数から得られるサイズのことを議論する。2.1 節で流体模型について述べ、CERN-SPS における鉛 - 鉛 158A GeV(実験室系) 衝突に適用する。2.2 節で流体模型から相関関数を計算する手法及び、それらがもつ物理的意味について説明した後、2.3 節でサイズパラメータの運動量依存性と流体のダイナミカルな特徴の関係を議論する。なお、この章は文献 [17] に基づくものである。

2.1 流体模型

2.1.1 流体模型による時空発展描像

第1章で触れたように、流体模型に関してはこれまでも数多くの議論がなされ、実際に高エネルギーでの粒子多重発生現象について成功を収めてきている。ここでは、CERN-SPS や RHIC-BNL での重イオン衝突実験を念頭において、Bjorken の描像 [6] にのっとり、流体描像での時空発展を概観する。

重心系から原子核衝突を眺めると、双方からほぼ光速で向かってくる原子核は、ローレンツ収縮によってほぼ平板状に見える。原子核の持つエネルギーは非常に高いため、衝突しても多くの原子核は互いをすり抜けるが、その時の原子核の減速によって蓄えられたエネルギーが中心領域における粒子多重発生に使われる。中心付近では、核子内部のパートンによる多重散乱が起こり、やがて局所的に熱平衡に達すると考えられる。一方で入射原子核はそのまま高速で飛び去って行き、ビーム方向の最先端部には核子を多数含んだ破碎領域をもたらす、中心領域の正味のバリオン数はゼロとなる。流体

模型を適用して時空発展を記述するのはこの中心領域である．衝突によって生成された高温物質は当初，非平衡状態にあるが，その後系が局所熱平衡に達した段階で，その温度が臨界温度より大きければ，QGP が生成されていると予想される．生成されたQGP は，主に縦方向に膨張していき，系は冷却していく．温度が臨界温度を下回れば，クォークの閉じ込めが起こり，QGP 相からハドロン相への相転移が起こる．もし1次相転移であれば，2相が共存している可能性もある．最終的には系は全てハドロンのガスとなり，膨張によって粒子間の距離が広がり，平均自由行程が系のサイズ程度のオーダーになれば，熱平衡状態を保てなくなり，流体描像から粒子描像へに移る．この過程を熱的あるいは運動学的フリーズアウトと呼ぶ．フリーズアウトした粒子は自由粒子として測定器にかかる．図 2.1 に簡単な概念図を示す．

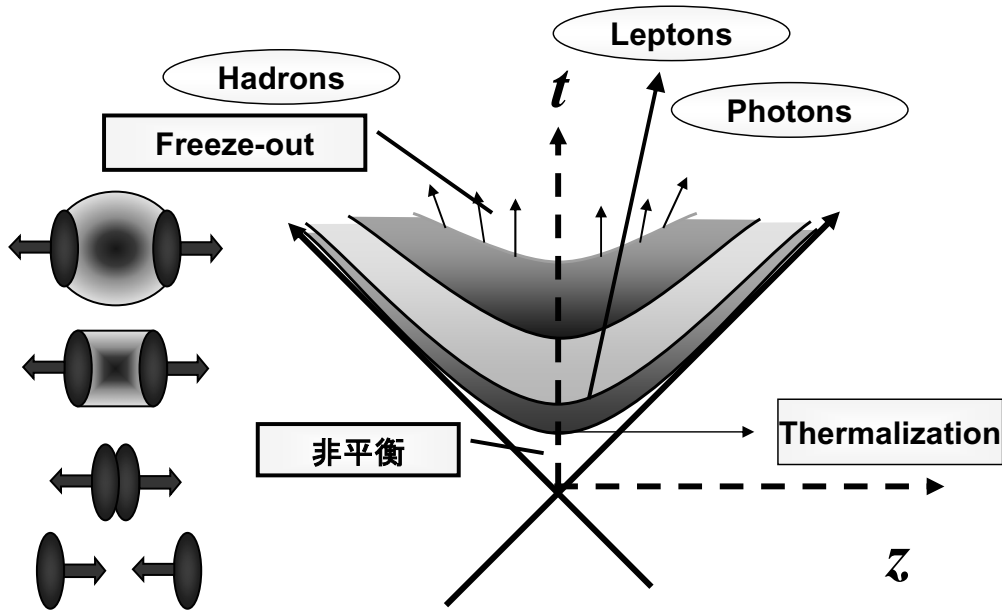


図 2.1 時空発展の概念図．

2.1.2 相転移を考慮した (3+1) 次元バリオンフリー流体模型

前節で概観したような時空発展を流体模型によって記述する．Bjorken の流体模型は縦（衝突軸）方向のみの 1 次元膨張を扱ったものであり，その縦方向についてブースト不変性を仮定する．実際の状況では系全域にブースト不変性を課すのは無理があり，結

局のところ Bjorken の流体模型をそのまま適用していいのは中心ラピディティ付近であり，かつ横フローを無視して良いような測定量を扱うときに限られてしまう．また，時空発展を記述するにあたってもっとも興味深いのは，相転移があったときの振る舞いであるから，クォーク・グルーオンの自由ガスという状態方程式だけでは不十分である．このような動機付けから，Bjorken の流体を更に発展させる試みが行われてきた [18, 19]．最近では円筒対称性を課さず，完全に (3+1) 次元の時空発展を追うことも可能になっている [20, 21]．ここでは，中心衝突の時空発展について，相転移を考慮した流体模型で記述することを目的に，文献 [18] にもとづく流体模型を用いる．

衝突軸を z 軸にとり，カーテシアン座標 (t, x, y, z) から，次式で与えられる座標系 (τ, η, r, ϕ) に変数変換する．

$$t = \tau \cosh \eta, \quad (2.1.1a)$$

$$z = \tau \sinh \eta, \quad (2.1.1b)$$

$$x = r \cos \phi, \quad (2.1.1c)$$

$$y = r \sin \phi. \quad (2.1.1d)$$

このとき，4 元速度 U^μ は次式で与えられる．

$$U^t = U^\tau \cosh \eta + U^\eta \sinh \eta, \quad (2.1.2a)$$

$$U^z = U^\tau \sinh \eta + U^\eta \cosh \eta, \quad (2.1.2b)$$

$$U^x = U^r \cos \phi + U^\phi \sin \phi, \quad (2.1.2c)$$

$$U^y = U^r \sin \phi - U^\phi \cos \phi. \quad (2.1.2d)$$

ここで，系に円筒対称性を課せば $U^\phi = 0$ であり， $U^\mu U_\mu = 1$ を考慮すると，4 元速度は結局 2 つの変数 Y_L と Y_T で表わすことができ，以下のように書くことができる．

$$U^\tau = \cosh Y_T \cosh(Y_L - \eta), \quad (2.1.3a)$$

$$U^\eta = \cosh Y_T \sinh(Y_L - \eta), \quad (2.1.3b)$$

$$U^r = \sinh Y_T. \quad (2.1.3c)$$

一方，流体描像のもとでは，系の時空発展は次の流体方程式 (実際にはエネルギー・運動量保存則) で記述される．

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0. \quad (2.1.4)$$

ここで $T^{\mu\nu}$ はエネルギー・運動量テンソルを表わし、完全流体を仮定すると、

$$T^{\mu\nu} = EU^\mu U^\nu - P(g^{\mu\nu} - U^\mu U^\nu), \quad (2.1.5)$$

のように書ける¹。 E はエネルギー密度、 P は圧力であり、温度 $T = T(x^\mu)$ を通じてのみ時空点 x^μ に依存する。SPS のエネルギーにおいても、バリオンのストッピングはかなり起こっており、中心領域のバリオン数は無視できないと思われる [22]。したがって、より正確な時空発展を記述するにはバリオン数保存則を考慮にいれるべきであるが [23]、ここでの目的は π 中間子の2粒子相関と時空発展の関係の解析であり、バリオン数はそれほど重要ではない。バリオン数を考慮した、より実験に即した計算は次章で行う。

さて、流体方程式 (2.1.4) は方程式系として閉じておらず、解くためには、熱力学量同士の関係を与える状態方程式が必要となる。前節で述べたように、QGP 生成がその後の時空発展に与える影響を調べるには相転移を考慮した状態方程式を用いる必要がある。現在までのところ、有限温度格子 QCD の計算でも相転移の次数は確定しておらず、バリオン密度が小さい領域では1次相転移とクロスオーバーの両方の可能性がある。1次相転移の場合は、2相共存相が存在し、そこでの音速がゼロになること(状態方程式の軟化)から、流体の寿命が延びる可能性が指摘されており [14, 24, 25]、1次相転移での時空発展は興味深い。そこで、ここではクォーク・ハドロン相転移は1次であると仮定し、その最も簡単なモデルとしてバグ模型を採用する。相転移温度 $T = T_c$ より高温側ではQGP相とし、質量0のu,d,sクォークとグルーオンの自由ガスを仮定する。したがって、

$$E_{\text{QGP}}(T) = \frac{d_q}{30} \pi^2 T^4 + B, \quad (2.1.6a)$$

$$P_{\text{QGP}}(T) = \frac{d_q}{90} \pi^2 T^4 - B, \quad (2.1.6b)$$

$$S_{\text{QGP}}(T) = \frac{E_{\text{QGP}}(T) + P_{\text{QGP}}(T)}{T}. \quad (2.1.6c)$$

¹ $g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$

ここで S はエントロピー密度である． $T < T_c$ では， π, K の自由ガスを仮定すると，

$$E_{\text{HAD}}(T) = \sum_i d_i \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty dk k^2 \frac{\sqrt{k^2 + m_i^2}}{\exp\left(\frac{\sqrt{k^2 + m_i^2}}{T}\right) - 1}, \quad (2.1.7a)$$

$$P_{\text{HAD}}(T) = - \sum_i d_i \frac{T}{2\pi^2} \int_0^\infty dk k^2 \ln \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\sqrt{k^2 + m_i^2}}{T}\right) \right\}, \quad (2.1.7b)$$

$$S_{\text{HAD}}(T) = \frac{E_{\text{HAD}}(T) + P_{\text{HAD}}(T)}{T}, \quad i = \pi, K. \quad (2.1.7c)$$

$$(d_q = 47.5, d_\pi = 3, d_K = 4, m_\pi = 140 \text{ MeV}, m_K = 493 \text{ MeV}).$$

$T_c = 160 \text{ MeV}$ と仮定すると，相平衡の条件より，バグ定数は $B = 412 \text{ MeV/fm}^3$ となる．図 2.2 にエネルギー密度の温度依存性と音速のエネルギー密度依存性を示す．1 次

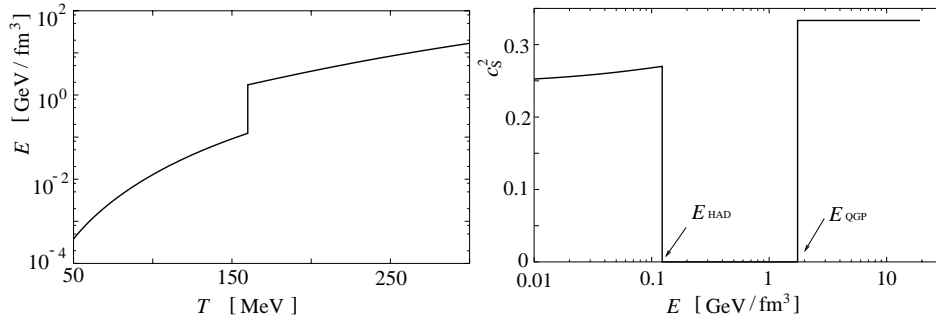


図 2.2 (左) エネルギー密度の温度依存性．(右) 音速の温度依存性

相転移なので， $T = T_c$ の 2 相共存相ではエントロピー密度とエネルギー密度は温度の関数としては不連続になる．そこで，QGP 相の混合率 $\lambda(x^\mu)$ をパラメータとした状態方程式を用いる ($0 \leq \lambda \leq 1$) [26, 27]．つまり，2 相共存相における熱力学量を，

$$S_{\text{MIX}}(\lambda) = \lambda S_{\text{QGP}}(T_c) + (1 - \lambda) S_{\text{HAD}}(T_c), \quad (2.1.8a)$$

$$E_{\text{MIX}}(\lambda) = \lambda E_{\text{QGP}}(T_c) + (1 - \lambda) E_{\text{HAD}}(T_c), \quad (2.1.8b)$$

$$P_{\text{MIX}}(\lambda) = P_{\text{QGP}}(T_c) = P_{\text{HAD}}(T_c) = \text{Const.} \quad (2.1.8c)$$

と表わすことにする．これにより，流体方程式 (2.1.4) を解くのが容易になる．

次に流体方程式を解くための初期条件を決定する．Bjorken の描像を適用し，衝突から 1 fm 後に，系が局所熱平衡に達したと仮定する．したがって， $\tau = \tau_0 = 1 \text{ fm}$ の双曲

線上で初期条件を設定する．初期の流速については，縦方向はBjorkenのスケーリング解 $Y_L(\tau_0, \eta) = \eta$ を仮定し，横方向の流速は無視，つまり $Y_T(\tau_0, \eta) = 0$ と置く．物質分布については，エントロピー密度分布を次式で表すことにする．

$$S(\tau_0, \eta, r) = S(T_0) \exp \left[-\frac{(|\eta| - \eta_0)^2}{2 \cdot \sigma_\eta^2} \theta(|\eta| - \eta_0) - \frac{(r - r_0)^2}{2 \cdot \sigma_r^2} \theta(r - r_0) \right]. \quad (2.1.9)$$

ここで，各パラメータはハドロンの1粒子分布の実験結果を再現するように選ぶ．分布に階段関数 θ が入っているのは，“セントラルプラトー”構造 [6] を反映させているからである．

2.1.3 1粒子分布

2.1.1 節で述べたように，流体は膨張とともに冷え，ある段階で流体描像から粒子描像へ移る．このプロセスは温度（エネルギー密度）が臨界値 $T_f(E_f)$ を下回ったときに起こると考えられるが，流体模型の枠組みで，この過程を力学的に扱うことは不可能である²．通常は臨界温度以下にも流体描像を適用し，全ての流体素片が臨界温度を下回るまで時間発展を追う．そこで， $T = T_f$ の超曲面（フリーズアウト超曲面）を定め，そこから放出される粒子の数を計算する．ここではフリーズアウト超曲面を温度一定の超曲面に定め， $T_f = 140 \text{ MeV} \sim m_\pi$ と仮定する．

放出される粒子の数を求めるためには，通常はCooper-Fryeの公式 [29] が用いられる．この公式の長所はエネルギーを保存することであるが，時間的な超曲面については，粒子数が負になるといった非物理的な問題点が指摘されている [30]．粒子のフリーズアウト条件及びそこから放出される粒子数についての議論は他にもなされているが [31]，ここでは，より簡単な公式 [32]

$$\frac{d^3 N_i}{d^3 \mathbf{k}} = d_i \int_\Sigma \frac{U_\lambda d\sigma^\lambda}{(2\pi)^3} \frac{U_\mu k^\mu}{E_{\mathbf{k}}} \frac{1}{\exp\left(\frac{U_\nu k^\nu}{T}\right) - 1}, \quad (2.1.10)$$

を採用する．ここで， Σ はフリーズアウト超曲面 $T = T_f$ 上の積分であることを表し， $E_{\mathbf{k}} = k^0 = \sqrt{\mathbf{k}^2 + m^2}$ である．上式 (2.1.10) から，ラピディティ分布

$$\frac{dN_i}{dY} = d_i \int_\Sigma \frac{U_\lambda d\sigma^\lambda k_T dk_T d\varphi}{(2\pi)^3} \frac{U_\mu k^\mu}{\exp\left(\frac{U_\nu k^\nu}{T}\right) - 1}, \quad (2.1.11)$$

²最近では，この部分にイベントジェネレータを用いた“Hybrid”模型が提案されている．[28]

及び横質量分布

$$\frac{1}{m_T} \frac{dN_i}{dm_T} = d_i \int_{\Sigma} \frac{U_{\lambda} d\sigma^{\lambda} dY d\varphi}{(2\pi)^3} \frac{U_{\mu} k^{\mu}}{\exp\left(\frac{U_{\nu} k^{\nu}}{T}\right) - 1}, \quad (2.1.12)$$

を求めることができる．ここで， $k_T = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ である．上式(2.1.11)–(2.1.12)の $U^{\mu}(x), d\sigma^{\mu}(x)$ に流体模型の計算結果を適用することによって，1粒子分布を求めることができる．

以下に，CERN-SPS 核子あたり 158 GeV(実験室系) 鉛 - 鉛衝突を想定し，パラメータを表 2.1 のように選んだときの 1 粒子分布の計算結果を図示する．

表 2.1 流体模型における初期パラメータ

T_0 [MeV]	η_0	σ_{η}	r_0 [fm]	σ_r [fm]
190	0.7	0.7	$1.2(207)^{1/3}-1.0$	1.0

図 2.3 は荷電ハドロンのラピディティ Y 分布，図 2.4 は横質量 m_T 分布である．実験結果は CERN-SPS 核子あたり 158 GeV(実験室系) の鉛 - 鉛衝突における NA49 グループによるものである [33]．

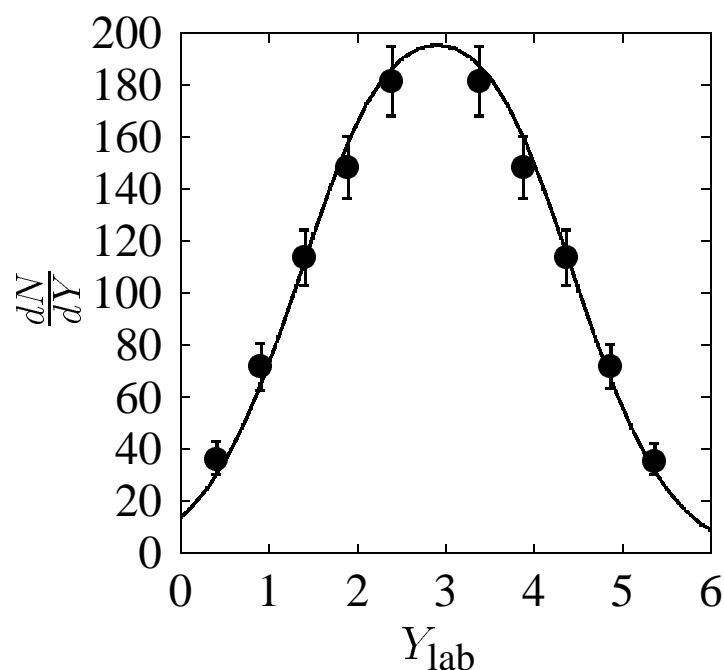


図 2.3 荷電ハドロン (π^- , K^- , \bar{p}) のラピディティ分布．●は NA49 による実験結果，実線は計算結果を示す．

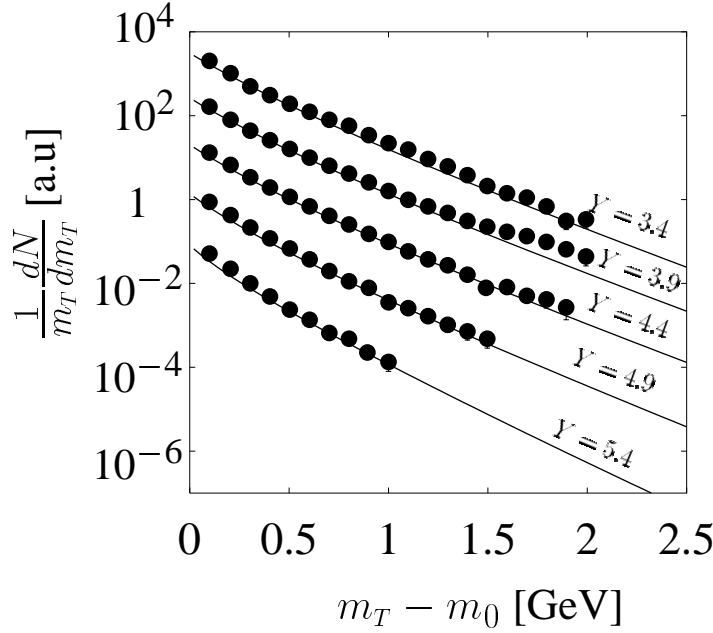


図 2.4 荷電ハドロン (π^- , K^- , \bar{p}) の各ラピディティ領域における横質量分布．各ラピディティ領域におけるデータは見やすいようにスケールを変更してあり， $Y=3.9, 4.4, 4.9, 5.4$ における粒子分布について，それぞれ $10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}$ の因子をかけてある．

2.1.4 流体の時空発展

図 2.5 には温度分布の時空発展を示す．この図から，各物質相の寿命を見積もることができる．状態方程式(図 2.2) より， $T > T_c = 160$ MeV の部分は QGP 相， $T = T_c$ の平らな部分が 2 相共存相，それより下の部分はハドロン相である．QGP 相の寿命は $\tau = 2.0$ fm，2 相共存相の寿命は $\tau = 8.5$ fm であり，全ての流体素片の温度が T_f より低くなるのは $\tau = 11.0$ fm であることがわかる．また， $T = T_c$ の等温領域が非常にはっきりと現れていることがわかる．パラメータ λ の導入 (2.1.8) によって，この領域 (2 相共存相) の時空体積を容易に求めることができる．図 2.6 に各温度ごとの時空体積を表わす温度プロファイル関数

$$\Phi(T) = \int d^4x \delta(T - T(x^\mu)), \quad (2.1.13)$$

を図示する．この図から，2 相共存相の時空体積が突出していることがわかる．図 2.7 と図 2.8 にはそれぞれ縦方向と横方向の流速分布の時空発展を示す．図 2.7 からは， $\tau = 8.5$ fm を境に $Y_L - \eta$ が正から負の値に変化する傾向があることがわかる．しかしながら，

Bjorken のスケーリング解 $Y_L - \eta = 0$ からのずれはそれほど大きなものではない．一方，図 2.8 からは，横方向のラピディティ Y_T は r に比例し， η にはほとんど依存しないことがわかる．表 2.2 に流体の初期エネルギー密度および各相の寿命をまとめておく．

表 2.2 流体模型による系のエネルギー密度および寿命.

Maximum initial energy density	3.1 GeV/fm ³
Maximum lifetime of fluid	11.0 fm
Maximum lifetime of QGP Phase	2.0 fm
Maximum lifetime of mixed phase	8.5 fm

2.2 2 粒子相関関数

2.2.1 HBT 効果

流体模型と 2 粒子相関関数の議論の前に，その基礎となる HBT 効果 [8, 9] について簡単に紹介する．粒子源の状態を $|\Psi\rangle$ で表し，そこから 2 個の粒子が放出されるものとする．このとき，運動量 $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ の粒子を観測する確率密度は，

$$P(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = |\langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 | \Psi \rangle|^2 \quad (2.2.1)$$

である．静的な粒子源を仮定し，粒子はそれぞれ点 $\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2$ から独立に放出されるものとする，

$$P(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \simeq \int d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2 \rho(\mathbf{x}_1) \rho(\mathbf{x}_2) |\langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 | \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2 \rangle|^2 \quad (2.2.2)$$

と書き直せる． $\rho(\mathbf{x})$ は粒子源の位置の分布関数である．放出される量子力学的粒子を平面波で表せば，2 体波動関数の (反) 対称化を考慮して，

$$\langle \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 | \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x}_1 + \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x}_2)} \pm e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x}_2 + \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x}_1)}), \quad (2.2.3)$$

となるから，

$$P(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \simeq 1 \pm \left| \int d\mathbf{x} e^{i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{x}} \rho(\mathbf{x}) \right|^2 \quad (2.2.4)$$

となり (ただし， $\rho(\mathbf{x})$ は $\int d\mathbf{x} \rho(\mathbf{x}) = 1$ と規格化されているとした)，2 粒子分布は粒子源分布のフーリエ変換で表せることがわかる．第 2 項は明らかに 2 体波動関数の (反) 対

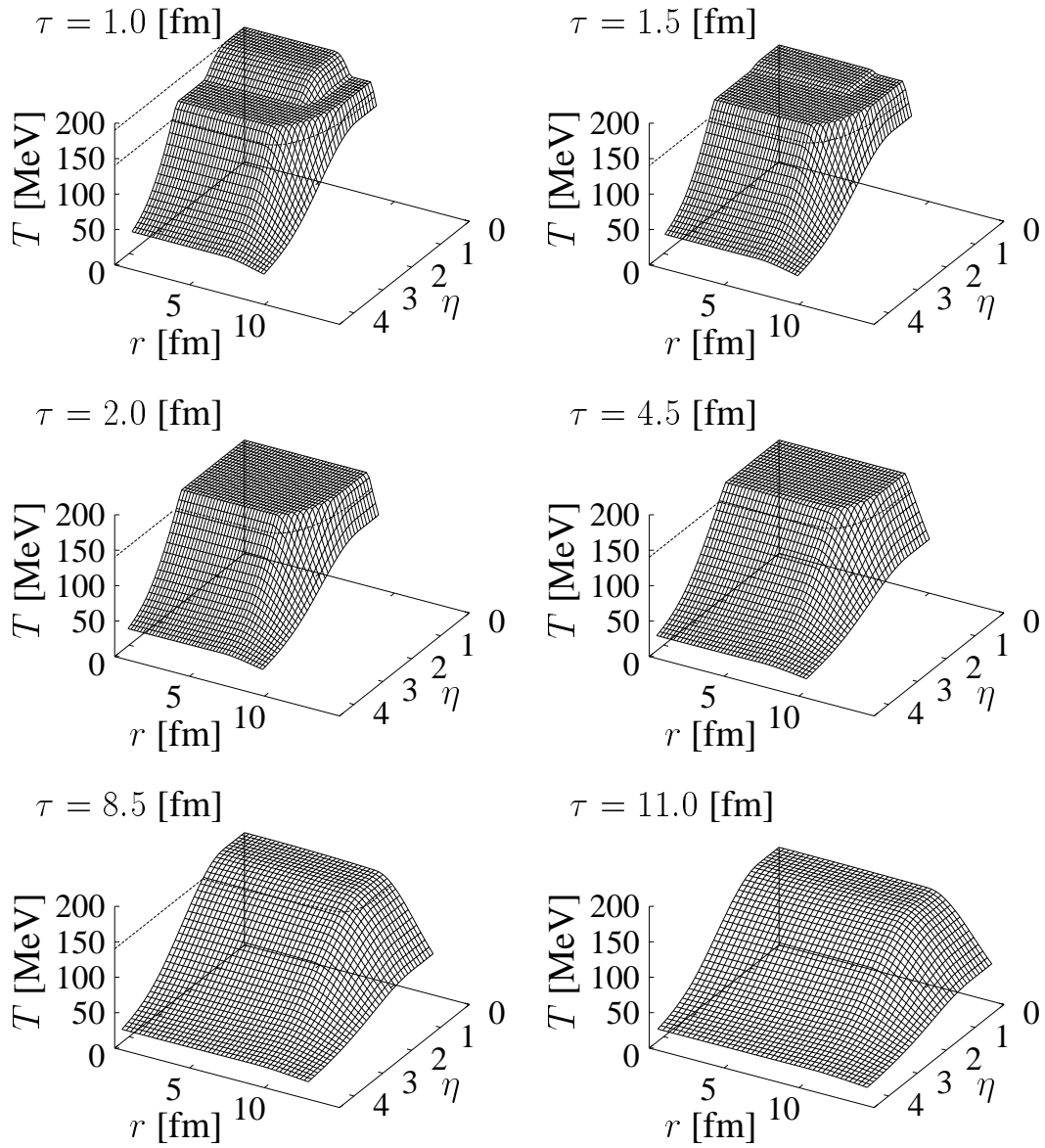


図 2.5 温度分布の時空発展．各時刻の温度分布において，点線はフリーズアウト超曲面 ($T = T_f$) を表す．

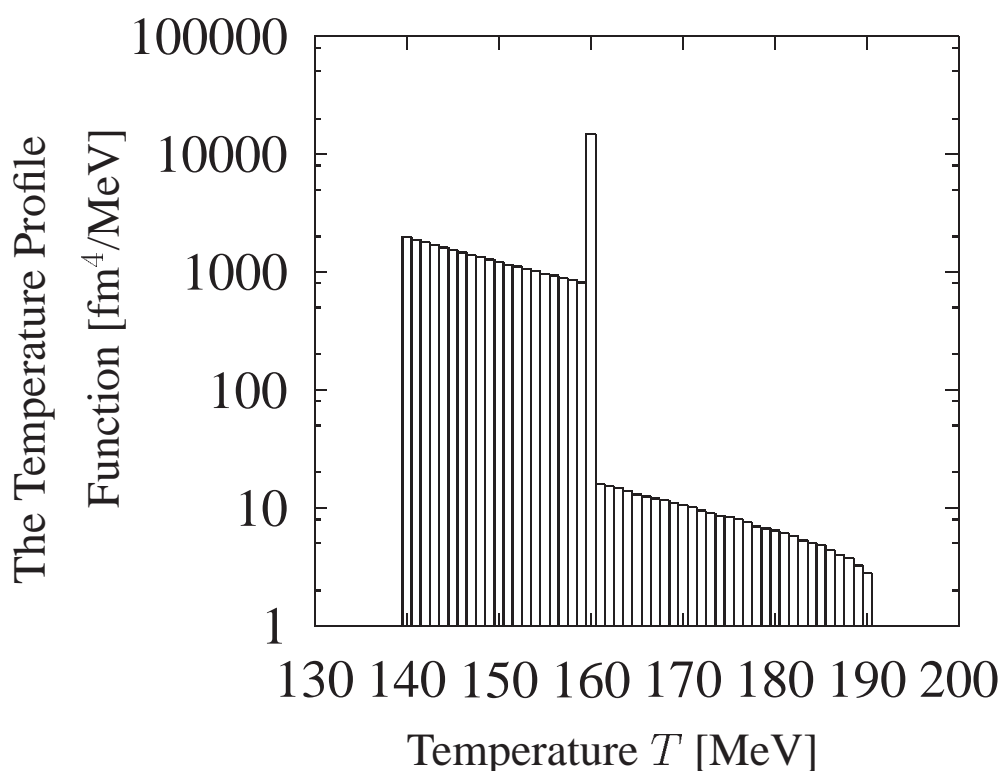


図 2.6 温度プロファイル関数.

称化が原因で現れる項である．例として，粒子源に球対称なガウス型の分布

$$\rho(\mathbf{x}) \sim \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{2R^2}\right) \quad (2.2.5)$$

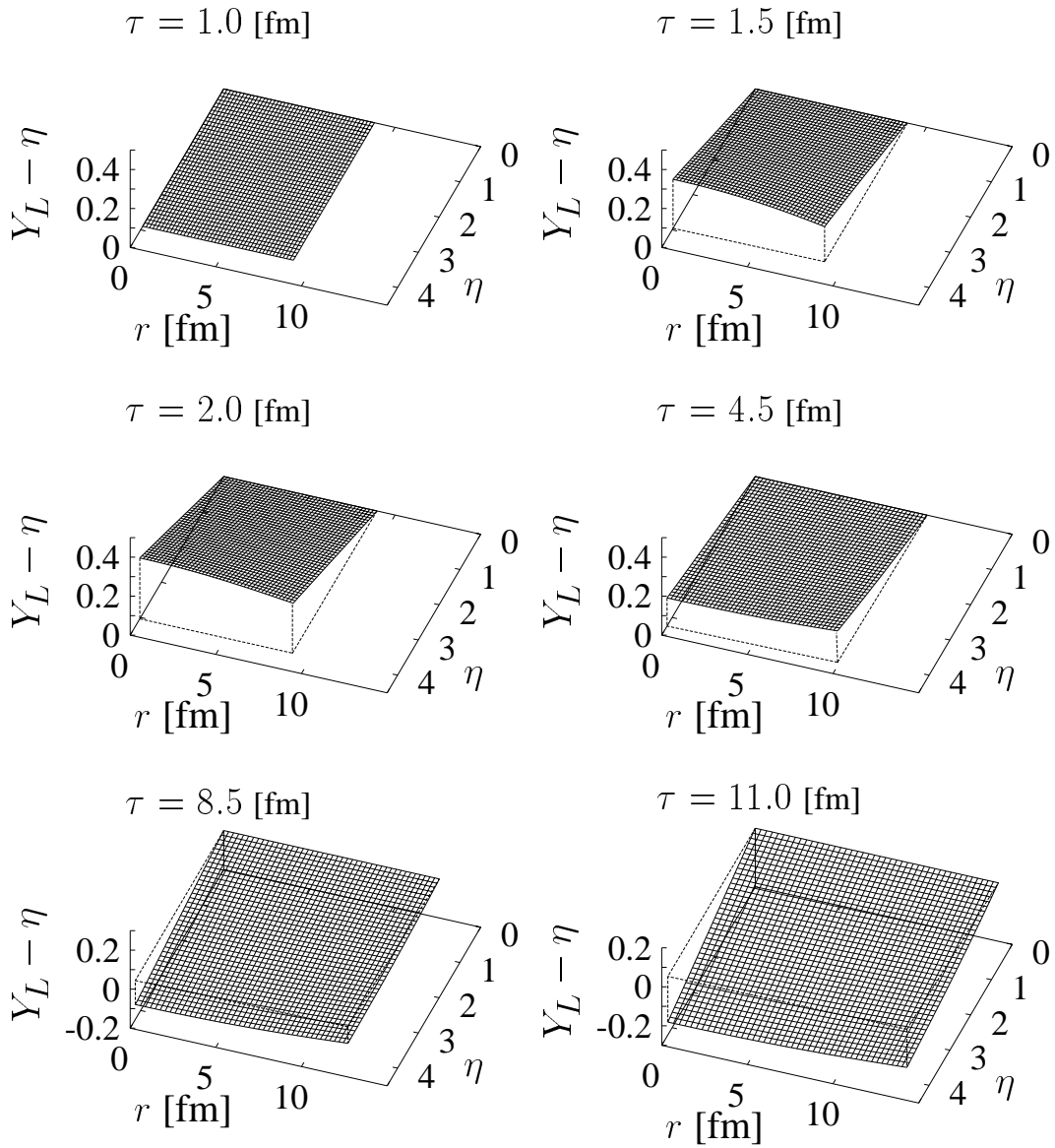
を採れば，

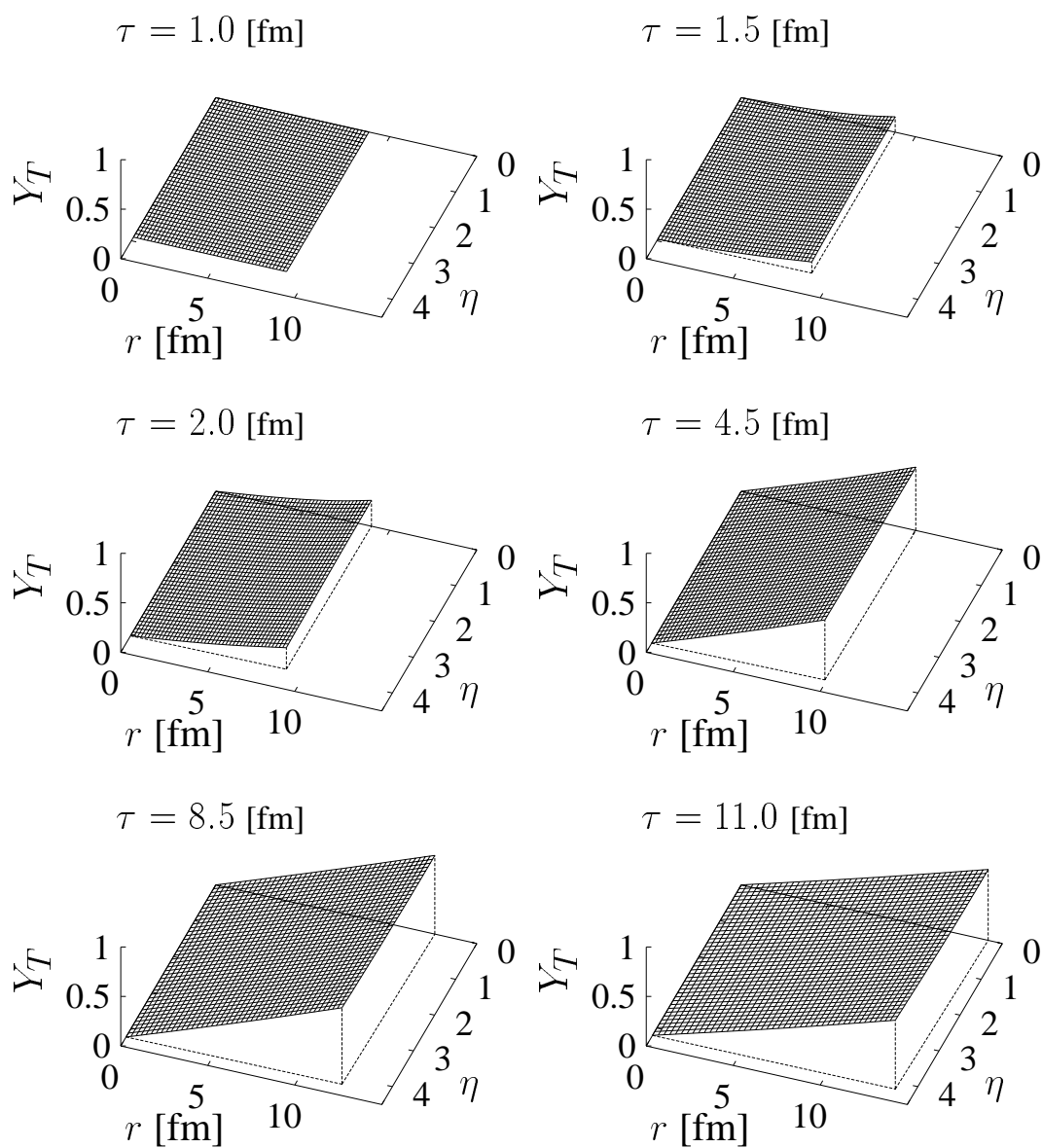
$$P(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \simeq 1 \pm \exp(-|\mathbf{q}|^2 R^2), \quad \mathbf{q} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 \quad (2.2.6)$$

が得られ，2粒子分布には系のサイズ R の情報が相対運動量 $\mathbf{q} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ の関数として表れていることがわかる．2粒子分布 $P(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ をそれぞれの1粒子分布 $P(\mathbf{k}_1)$, $P(\mathbf{k}_2)$ で規格化したものを2粒子相関関数と呼ぶ．

2.2.2 2粒子相関関数の定式化

前節の例は重イオン衝突の粒子源のモデルとしては簡略化されすぎており，これをそのまま適用することはできない．この節では流体模型が提供する粒子源から放出される粒子について，2粒子相関関数を定式化する．

図 2.7 $Y_L - \eta$ の時空発展

図 2.8 Y_T の時空発展

粒子源の模型として, c 数ソース $J(x)$ から放出されるスカラー粒子を考える. スカラー場の演算子 $\phi(x)$ は次のクライン - ゴルドン方程式に従う.

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2)\phi(x) = J(x) \quad (2.2.7)$$

ここで, c 数ソース $J(x)$ は N 個の独立な部分から構成されているものとする. つまり,

$$J(x) = \sum_{i=1}^N J_i(x) \quad (2.2.8)$$

とし, 各部分ソース $J_i(x)$ の位相が相対的にランダムであると仮定する. このときのソースの統計性は

$$\langle J_i^*(x_1) J_j(x_2) \rangle_J = \delta_{ij} I_i(x, \Delta x), \quad (2.2.9)$$

で与えられる [35]. ここで, $\langle \cdots \rangle_J$ は位相についての平均であり, $x = (x_1 + x_2)/2$, $\Delta x = x_1 - x_2$ である. さらに, 高次の相関についてはガウシアンを仮定し, 例えば

$$\begin{aligned} \langle J_i^*(x_1) J_j^*(x'_1) J_k(x_2) J_l(x'_2) \rangle_J \\ = \delta_{ik} \delta_{jl} I_k(x, \Delta x) I_l(x', \Delta x') + \delta_{il} \delta_{jk} I_l(y, \Delta y) I_k(y', \Delta y') \end{aligned} \quad (2.2.10)$$

$$\begin{aligned} x &= \frac{x_1 + x_2}{2}, \quad \Delta x = x_1 - x_2, \quad y = \frac{x_1 + x'_2}{2}, \quad \Delta y = x_1 - x'_2 \\ x' &= \frac{x'_1 + x'_2}{2}, \quad \Delta x' = x'_1 - x'_2, \quad y' = \frac{x'_1 + x_2}{2}, \quad \Delta y' = x'_1 - x_2 \end{aligned}$$

とする.

方程式 (2.2.7) は漸近場を使って解くことができ, out-going 場の消滅演算子 a_{out} は, in-coming 場の消滅演算子 a_{in} と c 数ソース $J(x)$ のフーリエ変換

$$\tilde{J}(k) = \int d^4x e^{-ikx} J(x) = \sum_{i=1}^N \int d^4x e^{-ikx} J_i(x) \quad (2.2.11)$$

を使って,

$$a_{\text{out}}(\mathbf{k}) = a_{\text{in}}(\mathbf{k}) + i \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^3 2E_{\mathbf{k}}}} \tilde{J}(k) \quad (2.2.12)$$

と表すことが出来る. この生成・消滅演算子から, 1 粒子分布は

$$\frac{dN}{d^3\mathbf{k}} = \langle \langle 0_{\text{in}} | a_{\text{out}}^\dagger(\mathbf{k}) a_{\text{out}}(\mathbf{k}) | 0_{\text{in}} \rangle \rangle_J = \frac{1}{(2\pi)^3 2E_{\mathbf{k}}} \langle |\tilde{J}(k)|^2 \rangle_J, \quad (2.2.13)$$

と表わすことができる．(2.2.11) を用いれば，

$$\frac{dN}{d^3\mathbf{k}} = \frac{1}{(2\pi)^3 2E_{\mathbf{k}}} \left\langle \left| \sum_i \int d^4x e^{-ikx} J_i(x) \right|^2 \right\rangle_J \quad (2.2.14)$$

と表すこともできる．ここで $I(x, \Delta x) = \sum_i I_i(x, \Delta x)$ のフーリエ変換を

$$\begin{aligned} \tilde{I}(q, K) &= \int d^4x_1 d^4x_2 \exp(ik_1x_1 - ik_2x_2) I(x, \Delta x) \\ &= \int d^4x d^4\Delta x \exp(iK\Delta x + iqx) I(x, \Delta x) \end{aligned} \quad (2.2.15)$$

のように，平均運動量 $K = (k_1 + k_2)/2$ と相対運動量 $q = k_1 - k_2$ を用いて表せば，(2.2.14) は

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d^3\mathbf{k}} &= \frac{1}{(2\pi)^3 2E_{\mathbf{k}}} \sum_{i,j} \int d^4x_1 d^4x_2 e^{ikx_1 - ikx_2} \langle J_i^*(x_1) J_j(x_2) \rangle_J \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3 2E_{\mathbf{k}}} \sum_i \int d^4x d^4\Delta x e^{ik\Delta x} I(x, \Delta x) \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3 2E_{\mathbf{k}}} \tilde{I}(0, k) \end{aligned} \quad (2.2.16)$$

となり， $\tilde{I}(0, k)$ がローレンツ不変な 1 粒子分布に対応していることがわかる．

2 粒子分布も同様に計算すれば，(2.2.10) を用いて，

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d^3\mathbf{k}_1 d^3\mathbf{k}_2} &= \frac{1}{(2\pi)^6 (2E_k)^2} \langle \tilde{J}^*(k_1) \tilde{J}^*(k_2) \tilde{J}(k_2) \tilde{J}(k_1) \rangle_J \\ &= \frac{1}{(2\pi)^6 (2E_k)^2} \{ \tilde{I}(0, k_1) \tilde{I}(0, k_2) + |\tilde{I}(q, K)|^2 \} \end{aligned} \quad (2.2.17)$$

となり， $\tilde{I}(q, K)$ を用いて表すことができる．したがって，2 粒子相関関数は

$$C_2(q, K) = \frac{dN/d^3\mathbf{k}_1 d^3\mathbf{k}_2}{(dN/d^3\mathbf{k}_1)(dN/d^3\mathbf{k}_2)} \quad (2.2.18)$$

$$= 1 + \frac{|\tilde{I}(q, K)|^2}{\tilde{I}(0, k_1) \tilde{I}(0, k_2)} \quad (2.2.19)$$

と表すことが出来る³．つまり，流体模型から 2 粒子相関を計算するには， $\tilde{I}(0, k)$ が 1 粒子分布の表式に一致するように上式の $\tilde{I}(q, K)$ を決めれば良い．

また，ソース関数 $S(x, K)$ を

$$\begin{aligned} S(x, K) &= \frac{1}{2(2\pi)^3} \int d^4\Delta x e^{iK\Delta x} I(x, \Delta x) \\ &= \frac{1}{2(2\pi)^3} \int d^4y e^{iKy} \left\langle J^* \left(x + \frac{1}{2}y \right) J \left(x - \frac{1}{2}y \right) \right\rangle_J \end{aligned} \quad (2.2.20)$$

³粒子多重度についてポアソン分布を仮定すると，規格化定数は 1 となる

で定義すれば,

$$E_{\mathbf{k}} \frac{dN}{d^3\mathbf{k}} = \frac{1}{2(2\pi)^3} \tilde{I}(0, k) = \int d^4x S(x, k) \quad (2.2.21)$$

$$\frac{1}{2(2\pi)^3} \tilde{I}(q, K) = \int d^4x e^{iqx} S(x, K) \quad (2.2.22)$$

と表すことができる [36] . (2.2.20) から見て取れるように, このソース関数 $S(x, K)$ は量子力学におけるウィグナー関数のアナロジーになっている [37] . ただし, K は平均運動量であり, 質量殻上にはないことに注意しなければならない . よって, その物理的意味は明確ではないが, (2.2.21) のように運動量 k が質量殻上にあるときには, 運動量 k の粒子の位置分布を表す関数として解釈することができる .

2.2.3 2粒子相関と系のサイズの関係

使用する模型にあわせて $\tilde{I}(q, K)$ あるいは $S(x, K)$ を選べば, 2粒子相関関数が計算できるが, その結果得られる2粒子相関関数はモデルに依存する量になる . 具体的に流体模型での計算結果を議論する前に, 2粒子相関関数がどのように系の幾何学的情報と結びついているかをモデルに依存しない形で見ていく .

前節の例で見たように, 大きさ R の粒子源については相関関数の減衰のスケールが $|q| \sim 1/R$ で与えられる . 重イオン衝突では系のサイズは4~7 fm 程度であるから, 減衰のスケールはせいぜい30~50 MeV 程度となる . よって, 相対運動量がそれより大きい領域はあまり重要でなく, 平均横運動量が数百 MeV のオーダーであることを考えれば, 良い近似で $\mathbf{k}_1 \simeq \mathbf{k}_2 \simeq \mathbf{K}$ とできる . これをスムーズネス (smoothness) 近似と呼ぶ . このとき, (2.2.19) はソース関数 (2.2.20) を使って次のように書き直せる .

$$C(q, K) \simeq 1 + \frac{|\int d^4x e^{iqx} S(x, \mathbf{K})|^2}{|\int d^4x S(x, \mathbf{K})|^2}. \quad (2.2.23)$$

更に, e^{iqx} を $qx \ll 1$ として展開すると,

$$C(q, K) - 1 \simeq 1 + \langle (qx)^2 \rangle - \langle (\langle qx \rangle)^2 \rangle, \quad (2.2.24)$$

$$\langle A(x) \rangle \equiv \frac{\int d^4x A(x) S(x, \mathbf{K})}{\int d^4x S(x, \mathbf{K})}, \quad (2.2.25)$$

となり, 2粒子相関関数を $q_\mu x^\mu$ の2次のモーメントで表わせる .

On-shell 条件 $K_\mu q^\mu = 0$ により, q^μ の独立な成分は三つである. したがって, 独立な成分の選び方によって, 2 粒子相関関数から得られる情報は変わってくる. 以下ではこの変数の選び方とそれによって得られる時空構造について述べる.

相関関数 (2.2.18) から粒子源サイズを引き出すには, 通常は相関関数にガウス型の関数形を仮定し, フィットtingによってサイズを引き出す. フィットに用いられる関数形には q^μ の独立な成分の選び方に応じて, 現在は主に二つの形が用いられている. 一つはカーテシアン型パラメトリゼーション [11] であり, もう一つは Yano-Koonin-Podgoretskii (YKP) 型パラメトリゼーション [12, 13] である. ここではこの二つのパラメトリゼーションについて, それぞれのサイズパラメータの物理的意味を述べる. 以下, 平均運動量 K については, $K^\mu = (K^0, K_T, 0, K_L)$ とする. したがって, z 軸は衝突軸に平行ないわゆる “longitudinal” 方向, x 軸は放出粒子の平均横運動量に平行な “outward” 方向, y 軸はそれに直交する “sideward” 方向である.

カーテシアン型パラメトリゼーションでは, q^μ の独立な成分を $(q_x, q_y, q_z) = (q_{\text{out}}, q_{\text{side}}, q_{\text{long}})$ と選ぶ. このとき, フィットtingに用いる関数形は

$$C_{\text{cartesian}}(\mathbf{q}, \mathbf{K}) = 1 + \lambda \exp \left[-R_{\text{side}}^2(\mathbf{K}) q_{\text{side}}^2 - R_{\text{out}}^2(\mathbf{K}) q_{\text{out}}^2 - R_{\text{long}}^2(\mathbf{K}) q_{\text{long}}^2 - 2R_{\text{ol}}^2(\mathbf{K}) q_{\text{out}} q_{\text{long}} \right], \quad (2.2.26)$$

で与えられる [11]. フィットtingパラメーターは $\lambda, R_{\text{side}}, R_{\text{out}}, R_{\text{long}}, R_{\text{ol}}$ の5つである. このうち, $\lambda = C_2(\mathbf{q} = 0)$ は粒子源の干渉性を表わすパラメータであるが, 今回のモデルでは完全にランダムな粒子源を仮定しているため, 1 に固定する⁴. したがって, フィットtingパラメーターは λ を除いた四つである. これらのパラメーターの物理的な意味は式 (2.2.24) から得ることができる. このパラメトリゼーションでは, フィットtingパラメーターは観測者の座標系に依存するが, $\beta_L \equiv K_L/K^0 = 0$ となるような座標系, つまり Longitudinal Co-Moving System (LCMS) では, 最も簡単な形で表わす

⁴実験的には, π 中間子については $\lambda \simeq 0.5$, K 中間子については $\lambda \simeq 0.9$ なので, π 中間子についてはあまり良い近似ではない. 特に, 共鳴粒子や部分的コヒーレントソースの効果を考慮した場合には, 結果はかなり異なってくる可能性がある [38].

ことが出来、次のようになる。

$$R_{\text{side}}^2 = \langle \tilde{y}^2 \rangle, \quad (2.2.27a)$$

$$R_{\text{out}}^2 = \langle (\tilde{x} - \beta_{\perp} \tilde{t})^2 \rangle, \quad (2.2.27b)$$

$$R_{\text{long}}^2 = \langle \tilde{z}^2 \rangle, \quad (2.2.27c)$$

$$R_{\text{ol}}^2 = \langle (\tilde{x} - \beta_{\perp} \tilde{t}) \tilde{z} \rangle. \quad (2.2.27d)$$

ここで、 $\tilde{x} = x - \langle x \rangle$ etc、 $\beta_{\perp} = K_{\text{T}}/K^0$ である。この表式からわかるように、カーテシアン型パラメトリゼーションでは、空間の広がり独立した形でサイズパラメータに含まれるのに対して、時間の広がりについては空間成分と混合した形でしか含まれていない。したがって、放出時間差のような量を正確に得るのはこのパラメトリゼーションでは難しいことがわかる [13]。

一方、YKP型パラメトリゼーションでは、 q^{μ} の独立な成分を $q_{\perp} = \sqrt{q_{\text{side}}^2 + q_{\text{out}}^2}$ 、 $q_{\parallel} = q_z$ 、 $q^0 = E_1 - E_2$ の三つに選ぶ。フィッティングには次式のような関数形を用いる [13]。

$$C_{\text{YKP}}(q, \mathbf{K}) = 1 + \lambda \exp \left[-R_{\perp}^2(\mathbf{K}) q_{\perp}^2 - R_{\parallel}^2(\mathbf{K}) (q_{\parallel}^2 - (q^0)^2) - (R_0^2(\mathbf{K}) + R_{\parallel}^2(\mathbf{K})) (q_{\mu} u^{\mu}(\mathbf{K}))^2 \right]. \quad (2.2.28)$$

ここで

$$u^{\mu}(\mathbf{K}) = \gamma(\mathbf{K}) (1, 0, 0, v(\mathbf{K})), \quad (2.2.29)$$

$$\gamma(\mathbf{K}) = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2(\mathbf{K})}}. \quad (2.2.30)$$

である。ランダムな粒子源を仮定し、 $\lambda = 1$ に固定しているので、フィッティングパラメーターは R_{\perp} 、 R_0 、 R_{\parallel} の三つのサイズパラメータと YKP 速度 v の計四つである。三つのサイズパラメータは縦方向のブーストに対して不変な量であり、観測者の座標系によらずに同じ値になる。4元速度 u^{μ} の空間成分は (2.2.29) のように縦成分のみを持ち、縦方向の膨張速度と解釈することができる。(詳しい議論は [13] 参照)。これらのパラメータの解釈はカーテシアン型パラメトリゼーションのときと同様にして与える

ことができる． $(\Delta A)^2 \equiv \langle (A - \langle A \rangle)^2 \rangle$ とし，

$$A = (\Delta t)^2 - \frac{2}{\beta_{\perp}} \langle \tilde{x} \tilde{t} \rangle + \frac{1}{\beta_{\perp}^2} \left((\Delta x)^2 - (\Delta y)^2 \right), \quad (2.2.31a)$$

$$B = (\Delta z)^2 - \frac{2\beta_{\parallel}}{\beta_{\perp}} \langle \tilde{x} \tilde{z} \rangle + \frac{\beta_{\parallel}^2}{\beta_{\perp}^2} \left((\Delta x)^2 - (\Delta y)^2 \right), \quad (2.2.31b)$$

$$C = \langle \tilde{z} \tilde{t} \rangle - \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{\perp}} \langle \tilde{t} \tilde{x} \rangle - \frac{1}{\beta_{\perp}} \langle \tilde{z} \tilde{x} \rangle + \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{\perp}^2} \left((\Delta x)^2 - (\Delta y)^2 \right), \quad (2.2.31c)$$

を導入すると，サイズパラメータと YKP 速度は次のように表わすことができる．

$$v(\mathbf{K}) = \frac{A+B}{2C} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{2C}{A+B} \right)^2} \right), \quad (2.2.32a)$$

$$R_{\perp}^2(\mathbf{K}) = (\Delta y)^2, \quad (2.2.32b)$$

$$R_0^2(\mathbf{K}) = A - vC, \quad (2.2.32c)$$

$$R_{\parallel}^2(\mathbf{K}) = B - vC. \quad (2.2.32d)$$

これらは R_{\perp} を除いて複雑な形をしているが，各サイズパラメータ (2.2.32b) – (2.2.32d) は縦方向のブーストに対して不変であるから，任意の座標系をとって計算してよい．表現がもっとも簡単になるのは， $v = 0$ になる座標系 (以後 YKP 系と呼ぶ) をとった場合であり，このときサイズパラメータは以下ようになる．

$$R_{\perp}^2(K^{\mu}) = (\Delta y)^2, \quad (2.2.32b')$$

$$R_0^2(K^{\mu}) = (\Delta t)^2 - \frac{2}{\beta_{\perp}} \langle \tilde{x} \tilde{t} \rangle + \frac{1}{\beta_{\perp}^2} \left((\Delta x)^2 - (\Delta y)^2 \right), \quad (2.2.32c')$$

$$R_{\parallel}^2(K^{\mu}) = (\Delta z)^2 - \frac{2\beta_{\parallel}}{\beta_{\perp}} \langle \tilde{x} \tilde{z} \rangle + \frac{\beta_{\parallel}^2}{\beta_{\perp}^2} \left((\Delta x)^2 - (\Delta y)^2 \right). \quad (2.2.32d')$$

ただし，(2.2.25) で定義される平均 $\langle \dots \rangle$ は YKP 系での平均値である．つまり，これらのサイズパラメータはブースト不変であるので，どの座標系をとって求めても良いが，その解釈は上式による限りは YKP 系から見た場合のサイズということになる． R_{\perp} は R_{side} (2.2.27a) と等しくなり，横方向のサイズと解釈できる． R_0, R_{\parallel} はそれでもまだ複雑な形であるが，第 2 項及び第 3 項が，第 1 項に比べると十分に小さいことがガウス型熱的ソースモデルについては確かめられている [13]．このときには R_0 は放出時間の幅 Δt ， R_{\parallel} は縦方向のサイズ Δz に対応することになる．特に， Δt は相転移のシグナルとして期待できる量である．このようにサイズパラメータが物理的に意味のある量に

直接結びつくところが，YKP型パラメトリゼーションの最大の利点である．しかしながら，このような解釈が成立するかどうかは $S(x, \mathbf{K})$ の形，つまりモデルに依存するため，流体模型に基づく粒子放出がこの解釈を成立させるかどうかは自明でない．特に，“opaque”な粒子放出では，式(2.2.32c’)，(2.2.32d’)の第3項の影響が大きくなることが指摘されている[39]．これらの議論は次節以降で行う．

2.3 サイズパラメータの運動量依存性

本節では，流体模型から計算した2粒子相関関数およびサイズパラメータについて議論する．2粒子相関関数をフィッティングして引き出したサイズパラメータが物理的に意味するものは前節で明らかになった．特にYKP型パラメトリゼーションを用いた場合は，三つのサイズパラメータが直接ソースのサイズに対応し得ることが分かったが，これは流体模型が提供する粒子源と比較して確認を要することである．ここではフィッティングから得たパラメータと式(2.2.32b’)~(2.2.32d’)から計算したソースサイズ，及び実験データとの比較を行っていく．

次のように $\tilde{I}(q, K)$ を選べば，1粒子分布の表式(2.1.10)と辻褄が合うように2粒子相関を計算することが出来る．

$$\tilde{I}(q, K) = 2 \int U_\mu d\sigma^\mu e^{iqx} \sqrt{(U \cdot k_1)(U \cdot k_2)} f(x, k_1) f(x, k_2) \quad (2.3.1)$$

ここで $f(x, k)$ はボーズ分布関数である．更に，実験では固定された平均運動量の粒子を測定できるわけではなく，有限の幅があることを考慮して，次式のように平均運動量について積分する．

$$C(q; K_T) = 1 + \frac{\int dK_L |\tilde{I}(q, K)|^2}{\int dK_L \tilde{I}(0, k_1) \tilde{I}(0, k_1)} \quad (2.3.2a)$$

$$C(q; Y) = 1 + \frac{\int K_T dK_T |\tilde{I}(q, K)|^2}{\int K_T dK_T \tilde{I}(0, k_1) \tilde{I}(0, k_2)} \quad (2.3.2b)$$

この式から求めた2粒子相関関数を式(2.2.26)，(2.2.28)でフィッティングすることによって，各サイズパラメータを定めることができる．以下ではCERN NA49グループによる1粒子分布の実験結果を再現した流体模型から，二つのパラメトリゼーションに対応したサイズパラメータを導出し，実験結果と比較検討する．

2.3.1 カートেশIAN型パラメトリゼーションにおけるサイズパラメータの横運動量依存性

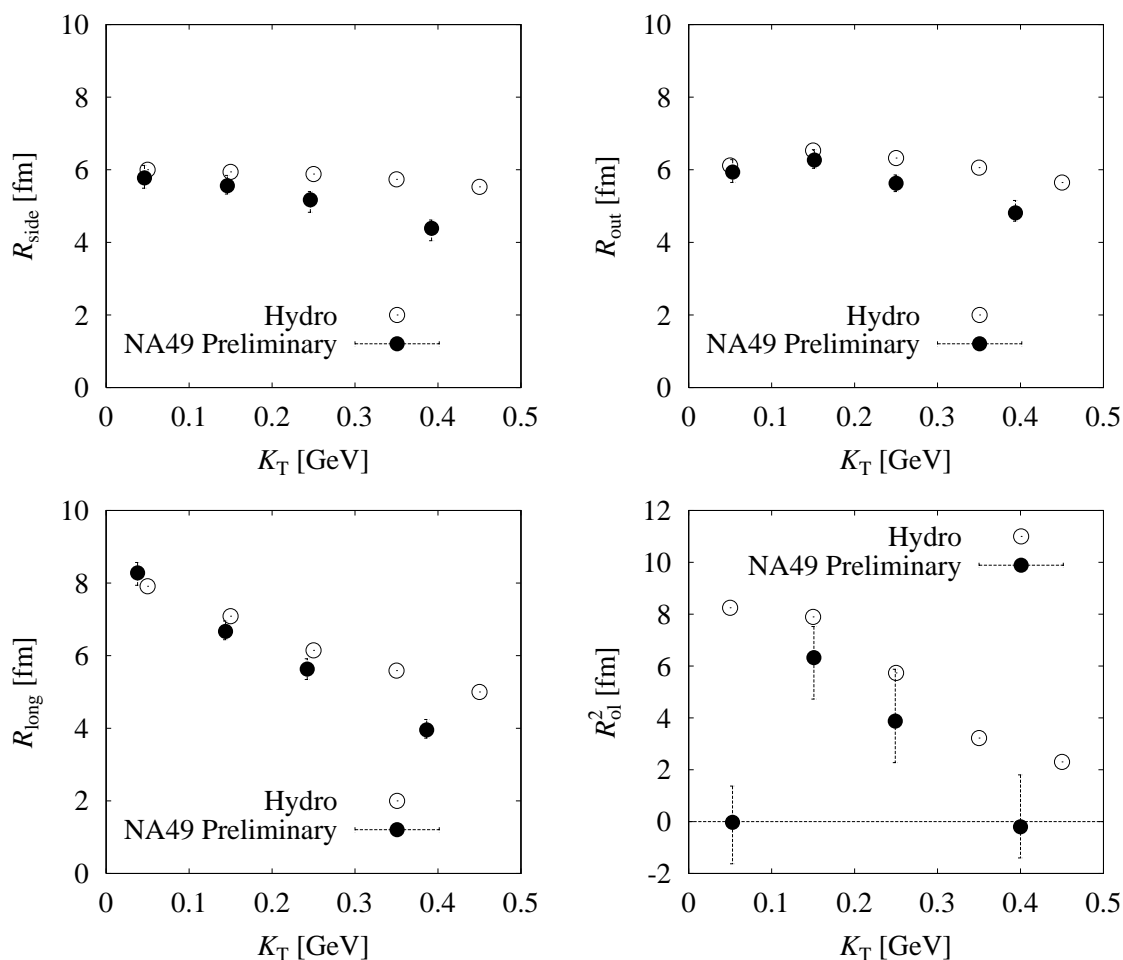


図 2.9 カートেশIAN型パラメトリゼーションにおけるサイズパラメータの K_T 依存性．測定のフレームは $Y_0 = 3.5$ であり，ラピディティーの積分範囲は $3 \leq Y_{\pi\pi} \leq 4$ である． \circ は流体模型による計算結果， \bullet は NA49 による実験結果 [40] を示す．

図 2.9 に，カートেশIAN型パラメトリゼーションにおけるサイズパラメータの K_T 依存性を示す．流体模型による計算結果(\circ)は，(2.3.1) を使って流体模型から求めた $\tilde{I}(q, K)$ を 2 粒子相関関数 (2.3.2a) に代入して計算し，(2.2.26) によって多次元の χ^2 -フィッティングを施すことによって得られた結果である．実験結果(\bullet)は NA49(Preliminary) によるもの [40] である．全体的に，定性的には実験と合っているといえる．また， K_T が小

さい領域では定量的にも実験とほぼ一致する．しかし， K_T が大きい領域では全体に実験よりやや大きい値になっている．また， R_{side} は K_T が大きくなるにつれて小さくなり，特に実験結果についてその傾向が強い．これは強い横フローの存在 [41] と共鳴粒子の崩壊によって生成される π 中間子の影響 [38, 42] によって説明されている．この計算には共鳴粒子の崩壊の影響を入れていないため，実験との食い違いはそこから生じたものと考えられる．

前節での議論のように，カーテシアン型パラメトリゼーションにおけるサイズパラメータの解釈は単純なものではない．そこで，ここでの議論は実験との比較にとどめ，YKP 型パラメトリゼーションによる解析を以降行う．

2.3.2 YKP 型パラメトリゼーションにおけるサイズパラメータの横運動量依存性

図 2.10 に YKP 型パラメトリゼーションにおけるサイズパラメータの K_T 依存性を示す．2.2.3 節で述べた様に、YKP 型パラメトリゼーションでは，そのサイズパラメータは YKP 系から見た“ソースサイズ”として解釈できることが期待される．○は前節と同様に計算した (2.3.2a) を (2.2.28) によってフィットした結果である．実線は (2.2.32b')-(2.2.32d') の右辺から求めたサイズパラメータである．相関関数がフィッティング関数 (2.2.28) のようにガウス型の場合には，これらのサイズパラメータの値はフィットによる結果とほぼ一致することが指摘されている [44]．共鳴粒子の崩壊の影響を取り入れた場合は，相関関数がガウス型から歪む可能性が指摘されているが [38]，今回の計算では，熱的な π 中間子，つまりフリーズアウト超曲面から直接放出された粒子のみを考慮しているので，フィットによる結果と同じものとみなして良いと考えられる．点線は“ソースサイズ”，つまり，各サイズパラメータに対応する方向の粒子源の広がりを示す．具体的には，(2.2.32c')-(2.2.32d') の右辺第 1 項であり， R_{\parallel} に対しては Δ_z ， R_0 に対しては Δ_t を表わす．●は NA49 による実験結果 [43] である．

図 2.10 の上段の図は R_{\perp} の K_T 依存性を表わす．2.2.3 節での議論から，YKP 型パラメトリゼーションにおける R_{\perp} とカーテシアン型パラメトリゼーションにおける R_{side} は全く同じ量である．また，ソース関数の 2 次モーメントを用いたサイズパラメータはフィットによる結果より 0.5 fm ほど大きな値である．

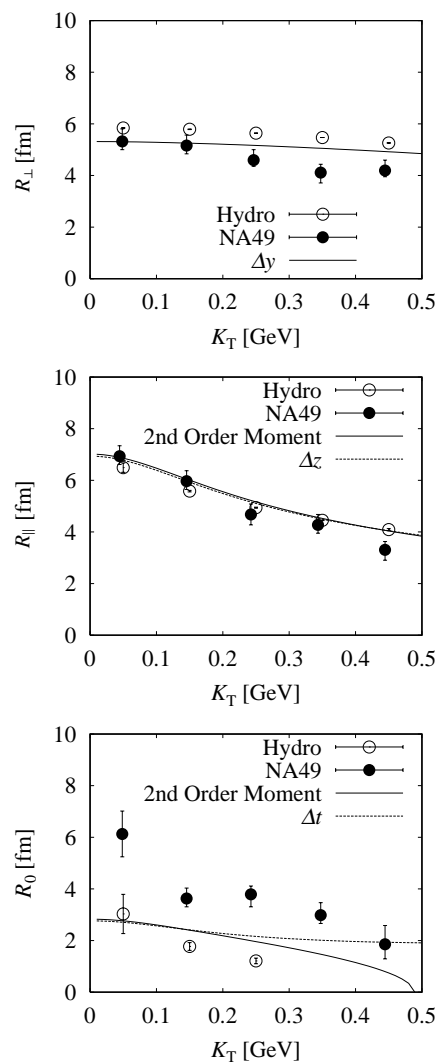


図 2.10 YKP 型パラメトリゼーションにおけるサイズパラメータの K_T 依存性．縦方向については $3.9 \leq Y_{\pi\pi} \leq 4.4$ で積分してある．●は実験結果 [43]，○はフィッティングから得られたサイズ，実線はソース関数の 2 次モーメントから計算したサイズパラメータ，点線はソース関数から計算した，横，縦，時間方向のソースサイズをそれぞれ表わす．

中段の図は R_{\parallel} の K_T 依存性を示す．フィットによる結果は，実験とソース関数の2次モーメントによるサイズパラメータの両方と一致している．“ソースサイズ”とサイズパラメータが一致していることから， R_{\parallel} が縦方向の粒子源サイズを表わしていることになり，YKP型パラメトリゼーションにおけるパラメータの解釈は成立しているといえる．

下段の図は R_0 の K_T 依存性を示す．フィットによる結果は，実験結果よりも2-3 fm 小さい結果になっており， K_T が大きくなるにつれて小さくなっている．ソース関数の2次モーメントによる評価 (2.2.32c') は同じ様な振る舞いをしているが， K_T が大きい領域では，定量的にはあまり一致していない．オンシェル条件 $K_{\mu}q^{\mu} = 0$ のため， q^0 が取り得る範囲は運動学的に限られており，その結果，フィッティングにおいて不定性が生ずる．例えば， R_0^2 は，フィッティングにおいて制限を設けない場合は負になり得る．またフィッティングの初期パラメータに依存するなど，信用がおけない結果になる．したがって，ここではそのような傾向を見せたデータポイントは除いてある．放出時間差を示す Δt は， K_T が小さい領域では R_0 に一致するが， K_T が大きい領域では R_0 より大きくなる．結果として， K_T が小さい領域では R_0 によって放出時間差を知ることができるが， K_T が大きい領域では，YKP型パラメトリゼーションの解釈は成立しておらず， R_0 は放出時間差と捉えることはできない．一方， R_0 及び Δt の値は高々2-3 fm 程度であり，他のサイズパラメータ (R_{\perp}, R_{\parallel}) に比べて明らかに小さい値である．したがって，放出時間差には，期待されたような相転移の影響は現れていない．この結果は，今回用いた Bjorken タイプ (スケーリング解) の初期条件では，初期のエネルギー密度が SPS エネルギー領域にある場合には，寿命に相転移の影響が現れる可能性が低いことはすでに指摘されている [14, 24, 25] ことと一致している．

K_T が大きい領域で R_0 が Δt からずれる原因は “source opacity” [15] によって説明することができる．

“opaque” な粒子源とは，ソースの表面からの粒子放出が主な場合を意味する．それと反対の概念が “transparent source” であり，この場合はソース内部からも粒子放出が行われる．このような粒子放出の状況は，観測される粒子分布や相関に影響を与えるため，実際の粒子源が opaque かそうでないかを調べる必要がある．ここでは流体模型の立場からの解析を行う．図 2.11 に，横平面 (x - y 平面) に射影したソース関数 $S_T(x, y) = \int dz dt S(x, \mathbf{K})$ を図示する．ここで， $K_T = 450$ MeV， $Y_{\pi\pi} = 4.15$ であり， $\int dx dy S_T(x, y) = 1$ に規格化してある．先に述べた様に， K_T は x 成分のみを持つため，

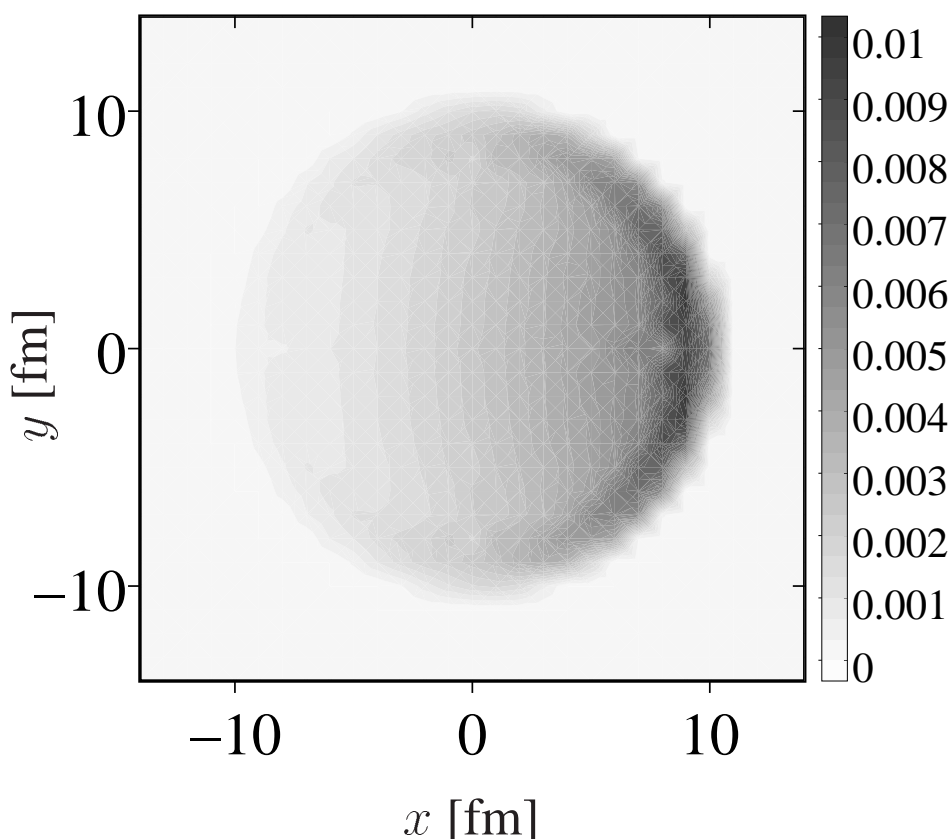


図 2.11 Source function $S_T(x, y)$. 濃い領域ほど粒子放出の割合が大きい .

放出される π 中間子はすべて紙面右へ向かっていることになる . 図から明らかに , ほとんどの π 中間子は三日月状の領域から放出されており , その領域の幅をみると , x 方向の幅は y 方向の幅に比べて狭くなっている . これは opaque な粒子源の典型的な性質と言える . したがって , 粒子源が opaque かどうかは , Δx と Δy の違いに現れることになり , YKP 型パラメトリゼーションでは式 (2.2.32c') と (2.2.32d') 中の $(\Delta x)^2 - (\Delta y)^2$ に現れることになる [39]⁵.

図 2.12 に式 (2.2.32c') の第 2 項 , 第 3 項の K_T 依存性を示す . opacity を示す第 3 項 $((\Delta x)^2 - (\Delta y)^2)/\beta_\perp^2$ は , K_T が大きいところで大きく負になることがわかる . 一方 , 第 2 項は正の値であり , それほど大きくない . したがって , 第 3 項を , $(\Delta t)^2$ に対する充分小さい補正と考えることは出来ない . ゆえに , 図 2.10 に見られるように , R_0 に対して

⁵(2.2.32d') では β_\parallel^2 という因子がかかっているため , LCMS や YKP 系ではあまり効かないと考えてよい .

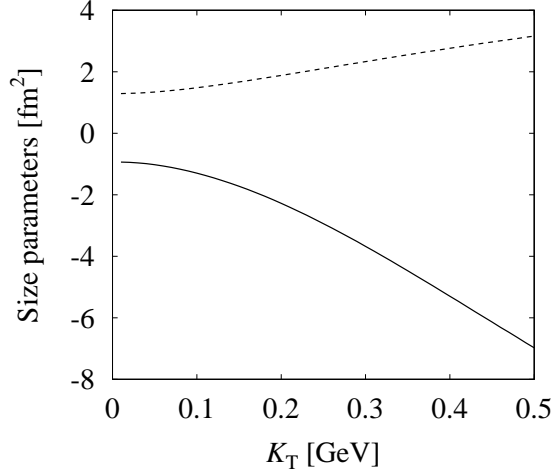


図 2.12 式 (2.2.32c') の右辺第 2 項 $-2\langle\tilde{x}\tilde{t}\rangle/\beta_{\perp}$ (点線) および第 3 項 $((\Delta x)^2 - (\Delta y)^2)/\beta_{\perp}^2$ (実線) .

は単純な解釈を適用することができない．他の模型による解析 [39] では, $K_T \rightarrow 0$ で $R_0 \rightarrow -\infty$ という, 我々とは異なった結果が得られているが, この模型では, $K_T \rightarrow 0$ でも第 3 項の分子 $(\Delta x)^2 - (\Delta y)^2$ が有限に保たれているためである．一方, 流体模型の場合は, $(\Delta x)^2 - (\Delta y)^2$ は $K_T \rightarrow 0$ で 0 に近づくため, この発散は起きない．

図 2.13 に横フローの効果を無視 ($U^r = 0$ と置く) した場合のソース関数を図示する．この場合は, ソース関数はフリーズアウト超曲面の時空体積に比例する．図からわかるように, 表層付近の体積が大きく, 更に横フローによって損なわれていた円筒対称性が回復する．このときは opacity の目安となる $(\Delta x)^2 - (\Delta y)^2$ は 0 になる．横フローが存在するときは, ソース関数はボルツマン因子 $\exp(K_T \sinh Y_T \cos \phi / T_f)$ に図の体積分布を掛けたようなものであるから, $\cos \phi > 0$, つまり $x > 0$ の領域ではソース関数は増幅され, 逆に $x < 0$ の領域では値が小さく抑えられる．更に, 図 2.8 から原点からの距離に比例して横フローは大きくなるので, 結果として, 2.11 のような三日月型の粒子放出が行われるということになる．これは粒子源の “opacity” としてサイズパラメータに影響を与える．

Δt に相転移の影響を見出すことは出来なかったが, “opacity” が相転移から受ける影響について考えることができる．図 2.14 に各時刻ごとのソース関数を図示する．各部分図において, $N = \int dx dy S_T(x, y; t)$ であり, 放出粒子数へのその時刻からの寄与を表す．図 2.5 にあるとおり, 二相共存相が存在する場合は温度一定の領域が空間的にある

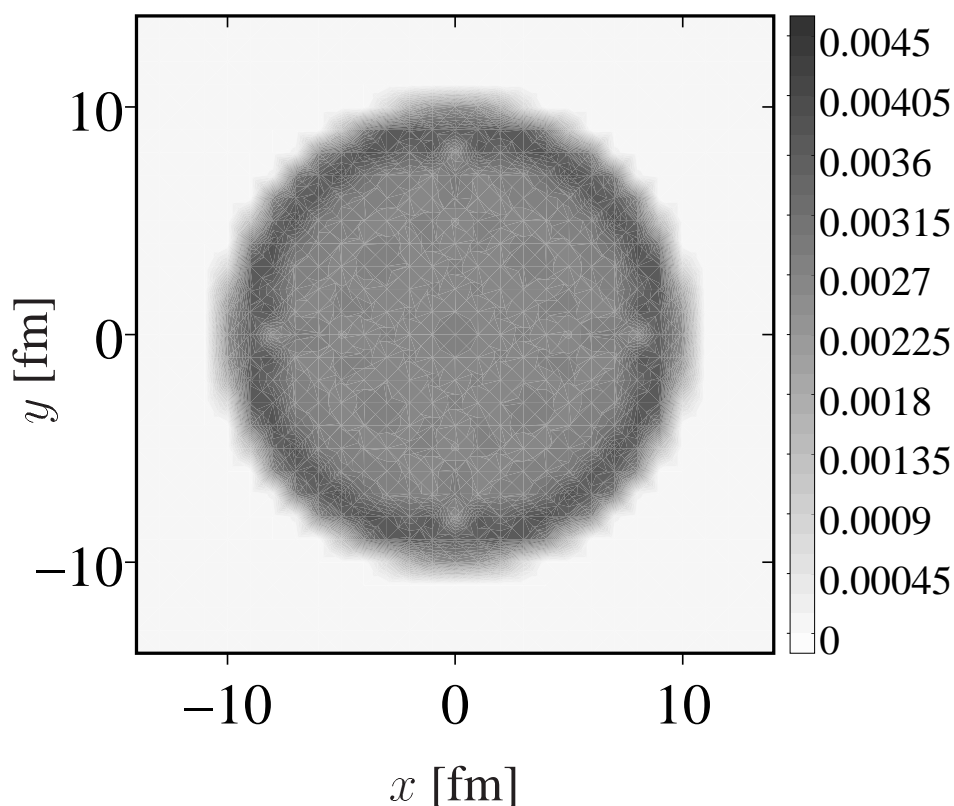


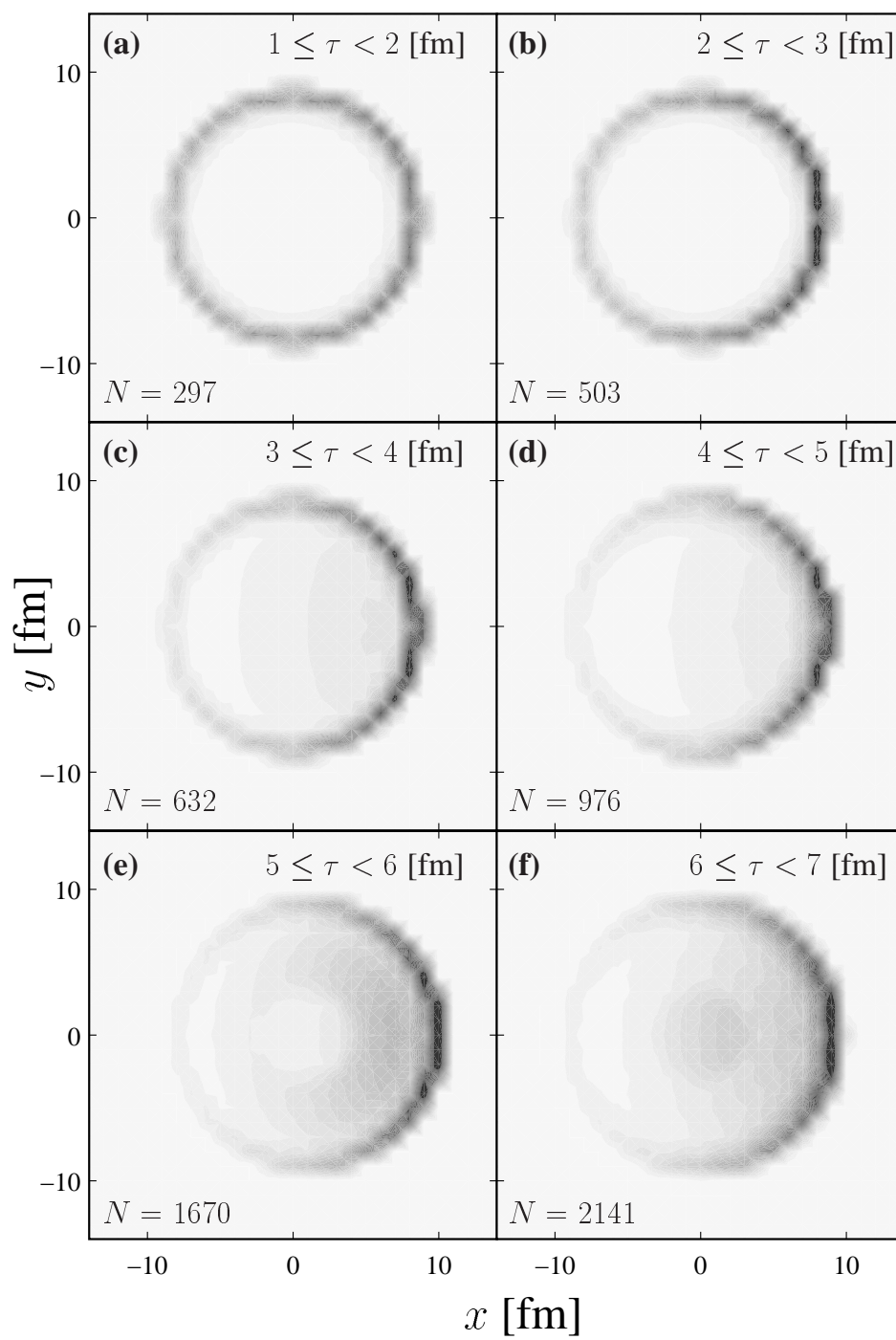
図 2.13 横方向のフローを無視した場合のソース関数．

程度の広がりを持って生じるため，温度が下がったときには，ほぼ同時にフリーズアウトすると考えられる．したがって，図 2.14 にみられるように， x 方向にもある程度の厚みが生じる．これは opacity を減らす効果がある．

2.3.3 YKP 型パラメトリゼーションにおけるサイズパラメータのラピディティー依存性

この節では YKP 型パラメトリゼーションにおけるサイズパラメータのラピディティー依存性を議論する．相関関数は式 (2.3.2b) によって評価され， K_T について $0.1 \leq K_T \leq 0.2$ GeV で積分されている．

図 2.15 は上から R_\perp ， R_\parallel ， R_0 のラピディティー依存性を示す． R_\perp については実験とよく合っている． R_0 については， K_T 依存性同様，観測粒子の速度が速くなると同時に小さくなっていき，早い粒子は短い時間間隔で放出されていることがわかる．ラピディ



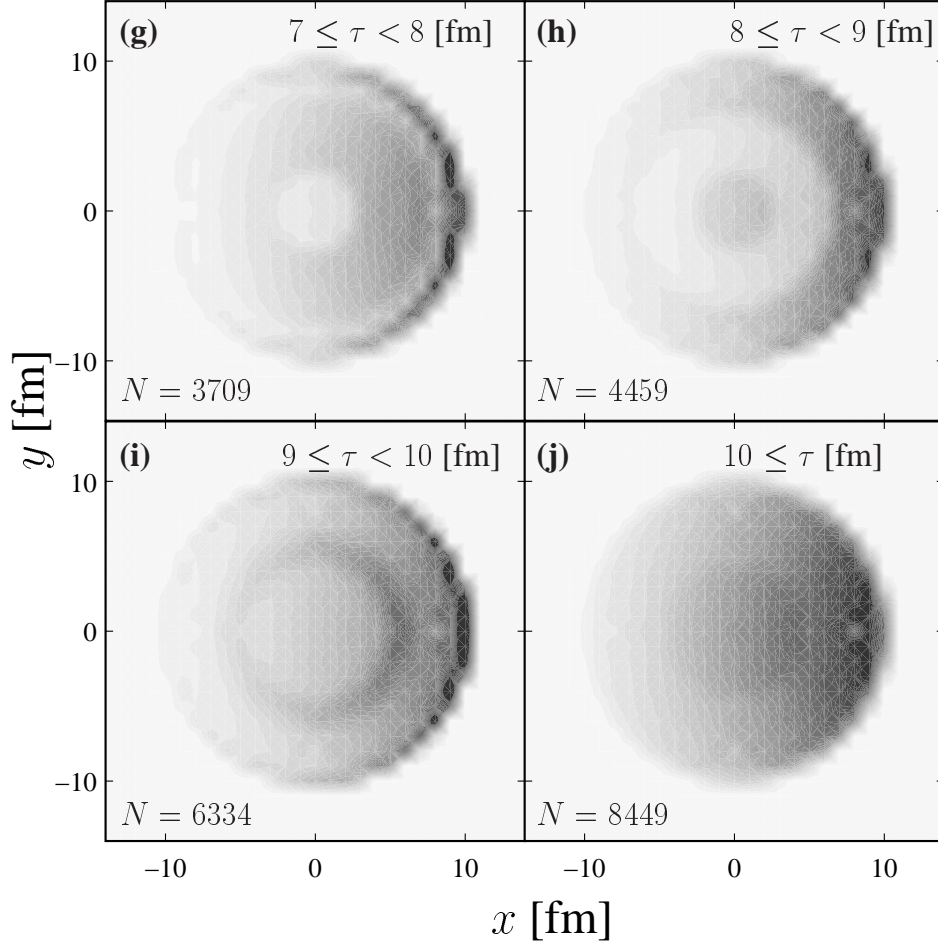


図 2.14 各時刻毎のソース関数.

ティーが大きい領域では, R_0 は放出時間差 Δt より小さくなっていることから, opacity による影響はラピディティーが大きい領域で生じていることがわかる. しかし, 実験結果はラピディティーに強く依存はしていない. $R_{||}$ は定性的には実験と同じ傾向を示す. 縦方向のソースサイズ Δ_z はサイズパラメータと非常によく一致しており, YKP 型パラメトリゼーションにおける解釈は成立している. $Y_{\pi\pi}$ が大きいところでは実験結果より小さなサイズを示している. 図 2.16 に (η, Y) 空間におけるソース関数 $S(\eta, Y)$ を図示する ($\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{t+z}{t-z}$, $Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E_{\mathbf{k}} + k_z}{E_{\mathbf{k}} - k_z}$). これから, ラピディティーが大きい粒子は η のより狭い領域から放出されていることが分かる. この原因について議論するために, ソース関数が次式で与えられるようなガウス型ソースモデルを用いる.

$$S_g(x, \mathbf{K}) = \frac{m_T \cosh(\eta - Y)}{(2\pi)^3 \sqrt{2\pi(\delta\tau)^2}} \exp \left[-\frac{K \cdot U}{T} - \frac{(\tau - \tau_0)^2}{2(\delta\tau)^2} - \frac{r^2}{2R^2} \right] G(\eta) \quad (2.3.3)$$

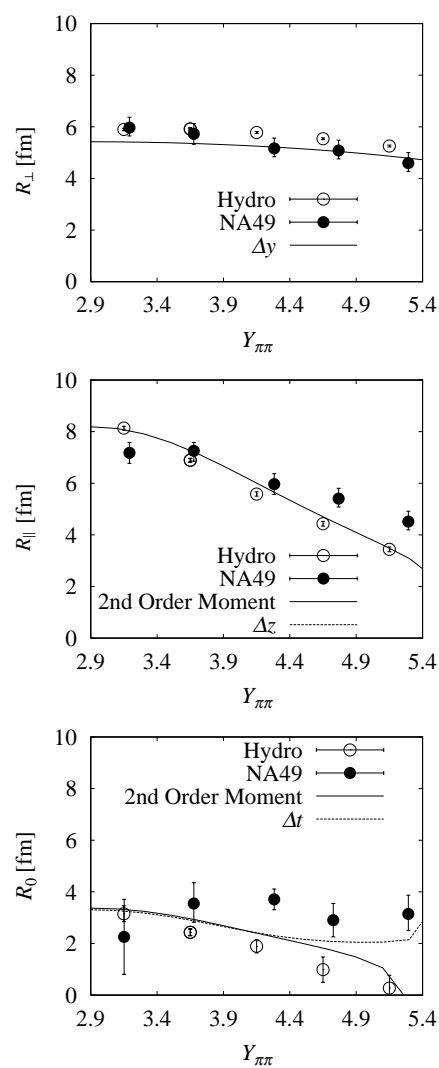


図 2.15 YKP 型におけるサイズパラメータのラピディティ依存性 .
各シンボルは図 2.10 と同じ .

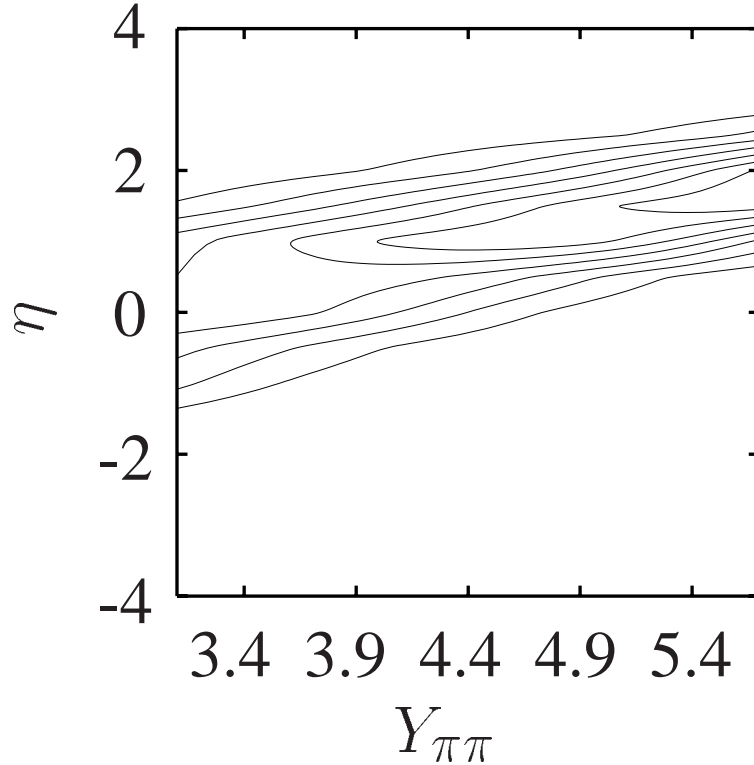


図 2.16 流体模型における η - Y 空間におけるソース関数 $S(\eta, Y)$. 等高線図になっており，内側の方が値が大きい．

$$G(\eta) = \exp \left[-\frac{(\eta - \eta_0)^2}{2(\delta\eta)^2} \right] \quad (2.3.4)$$

この模型を用いて図 2.16 と同様にソース関数を計算すると，流体模型とは違う振る舞いをしていることがわかる．(図 2.17)

勿論， $z = \tau \sinh \eta$ であるから，小さい $\Delta\eta$ は，必ずしも小さい Δz を意味しない．しかし，実際にフリーズアウト超曲面の τ 分布を見てみると(図 2.18)，ほとんどの粒子は $\tau = 10 \sim 11$ fm あたりから放出されており，フリーズアウトがほぼ一定の τ で起こるという近似はそれほど悪いものではない．以下で見るように，流体模型で小さな $\Delta\eta$ になる理由はソースの非ガウシアン性によるものである．図 2.19 は流体模型における各 η でのフリーズアウト超曲面の体積比を示したものであり，ガウス型ソースモデル(2.3.3)における η に関する幾何学因子 $G(\eta)$ (2.3.4) に対応するものである．流体模型では台形状であり，これは初期のエントロピーあるいは温度分布に由来するものと考えられる．更に，縦方向のフローによって，ラピディティーが大きい領域ではソース関数は抑制され，結果として粒子源はガウス型にならなくなる．ガウス型ソース模型に

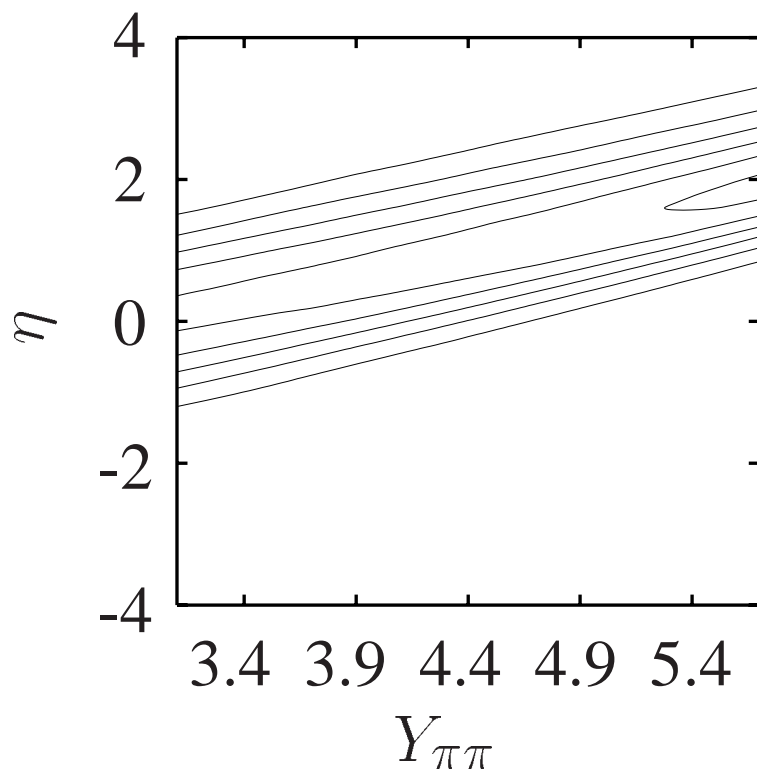


図 2.17 ガウス型ソース模型における η - Y 空間におけるソース関数 $S_g(\eta, Y)$.

において，幾何学因子を次式

$$\tilde{G}(\eta) = \exp \left[-\frac{(|\eta| - \eta_0)^2}{2(\delta\eta)^2} \theta(|\eta| - \eta_0) \right], \quad (2.3.5)$$

で置き換えれば， η - Y 平面におけるソース関数は図 2.20 のようになり，ラピディティーが大きいところでソース関数の幅は狭くなる．結論として， R_{\parallel} のラピディティー依存性は π 中間子の粒子源のラピディティー空間における構造を反映していることがわかる．

次に，縦方向の膨張について議論する．2.2.3 節で述べたように，YKP 型パラメトリゼーションではパラメータ v によって縦方向の膨張速度を知ることが出来る．以下ではこの速度をラピディティー

$$Y_{\text{YKP}} = \frac{1}{2} \ln \frac{1+v}{1-v} + Y_{\text{c.m.}}, \quad (2.3.6)$$

に変換して議論を進める． $Y_{\text{c.m.}}$ は重心系のラピディティー (Pb+Pb 衝突では 2.9) である．図 2.21 に Y_{YKP} のラピディティー依存性を表す．実験結果は Bjorken のスケーリング解に近い傾向を示している．一方，流体模型による結果をみると，フィットによる結

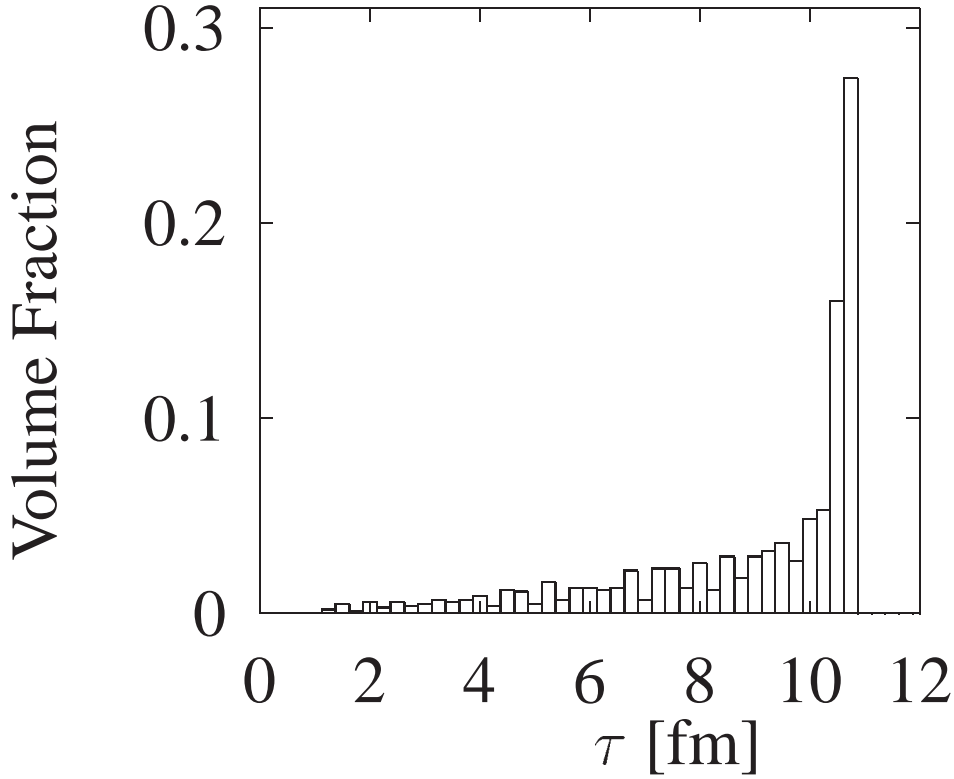


図 2.18 各時刻 τ におけるフリーズアウト超曲面の体積比

果と実際の膨張速度はともに実験値より小さい．また，ラピディティーが大きいところでは実際の膨張速度とフィットによる結果の間にも違いが生じる．以下この結果について考察していく．

まず，実際の膨張速度とフィットによる結果の違いは，ラピディティーが大きいところでも粒子源が opaque になっていることが原因である．したがって，Bjorken の解及び実験とのずれが問題になる．流体模型では初期条件として Bjorken の解を用いているが，終状態でもそこからのずれはそれほど大きいものではない(図 2.7)．実際図 2.22 から，各時空点ごとにはほぼスケーリング解 $Y_L = \eta$ が成立していることがわかる．しかし，ソース関数を今度は η と Y_π の関数としてみると(図 2.16)， Y_π が大きいところではソース関数の η 方向の幅が小さくなっている．これが Y_{YKP} に与える影響は同様にしてガウス型ソース模型 (2.3.3) で解析することが出来る．ここでは非ガウス性による影響は考察に影響しないので無視する．横フローの影響を無視すれば，ボルツマン因子は $\exp[-m_T \cosh(\eta - Y)/T]$ とかけ，ピークが $\eta = Y_\pi$ にあることから， η 方向の空間依存性の幅 $\delta\eta$ が十分に大きければ， $S(\eta, Y_\pi)$ 自体のピークも $\eta = Y_\pi$ に現れるはずである．し

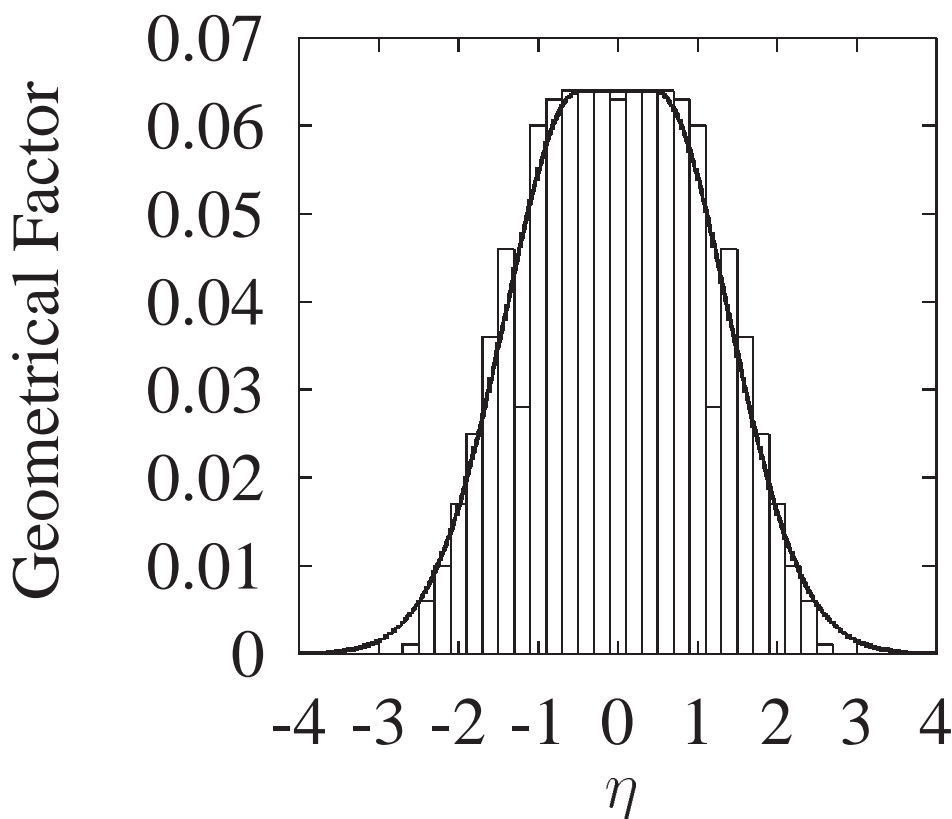


図 2.19 流体模型における η 空間の幾何学因子．ヒストグラムは流体模型における各 η での体積比，実線は式 2.3.5 によるフィッティング．

かし， $\delta\eta$ が小さい場合は η の値は Y_π より小さいところでピークが現れる．したがって，実際の膨張速度が Bjorken のスケーリング解に近い振る舞いをしていても，系のサイズがあまり大きくない場合にはその影響が強く現れることになり，結果的には Y_{YKP} には膨張速度よりも系の有限サイズ効果が強く現れることになる．

2.3.4 まとめ

本節では，流体模型によって与えられる粒子放出源の特徴が，測定量としての2粒子相関の振る舞いにどう表れるかを議論してきた．1粒子分布の実験を再現するように模型中のパラメータを選び，2粒子相関関数の計算を行ったが，2粒子相関関数（正確には，そこから引き出されるサイズ）については実験と幾らかの差異が見られた．とくに， R_\parallel の強いラピディティ依存性はソース関数の非ガウシアン性によるものであり，横運動量，あるいはラピディティが大きいところで R_0 が減少するのは，ソース

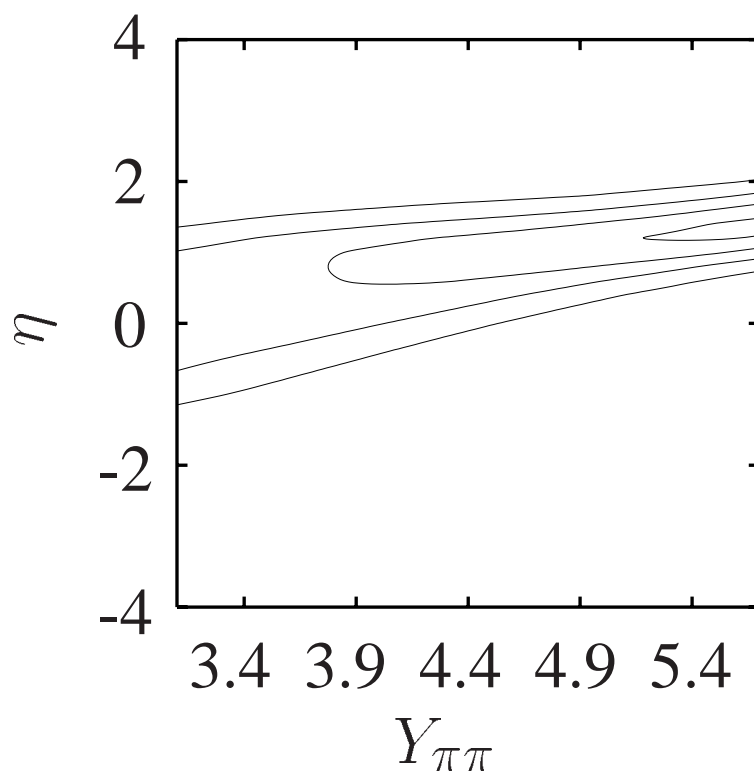


図 2.20 幾何学因子に $\tilde{G}(\eta)$ を用いた場合の，ガウス型ソースモデルによるソース関数.

が“opaque”になっていることが原因であることがわかった．また，“opaque”なソースは強い横フローと，ソース表面からの粒子放出が原因となって生じることを示した．このときには， R_0 は粒子の放出時間差と解釈することは出来なくなる．しかしながら，SPS における実験結果からは，ソースが“opaque”であるかどうかは今のところ明らかではない．

ところで，本章における計算では共鳴粒子の効果は無視しているが，実際には共鳴粒子からの崩壊は無視できない寄与があり [45,46]，それを無視するのは現実的ではない．ここではソースの特徴と 2 粒子相関関数の関係に論点を置いたためであるが，実験との詳細な比較には，より現実的に即したモデルを用い，さまざまな効果を考慮することが必要であろう．

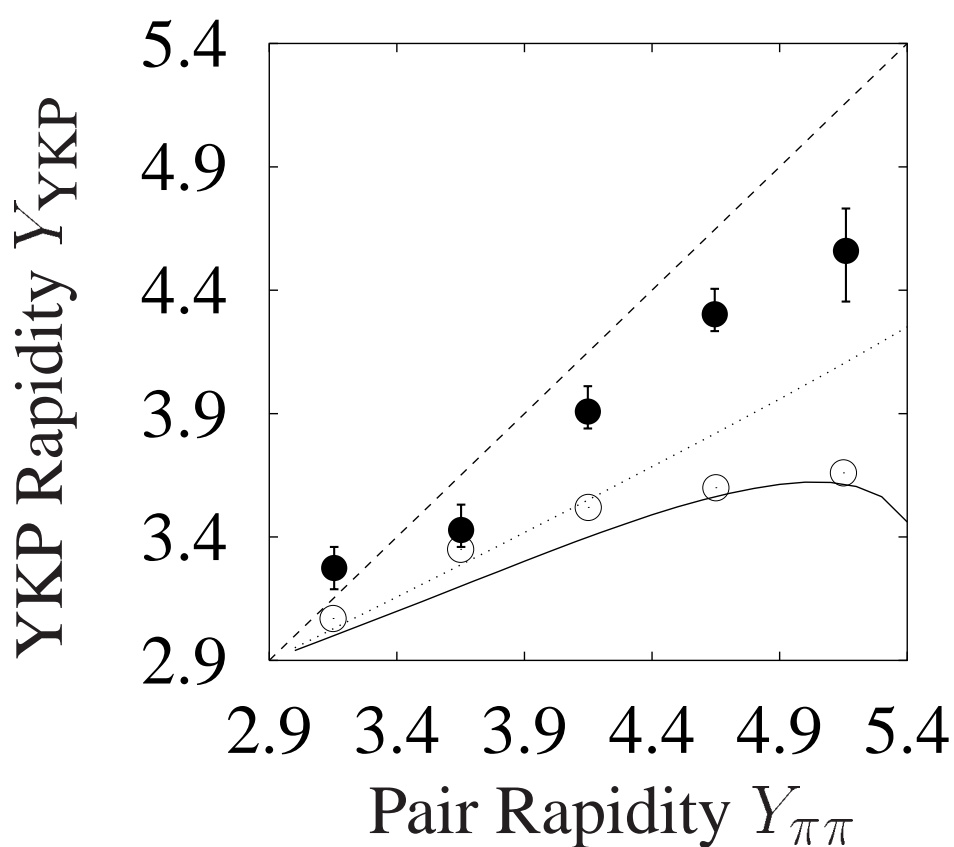


図 2.21 Y_{YKP} のラピディティー依存性．●は実験結果を表す，○はフィッティングによる結果，実線は2次モーメントに基づく計算結果，点線は流体の平均膨張速度である．破線はBjorkenのスケーリング解を表す．

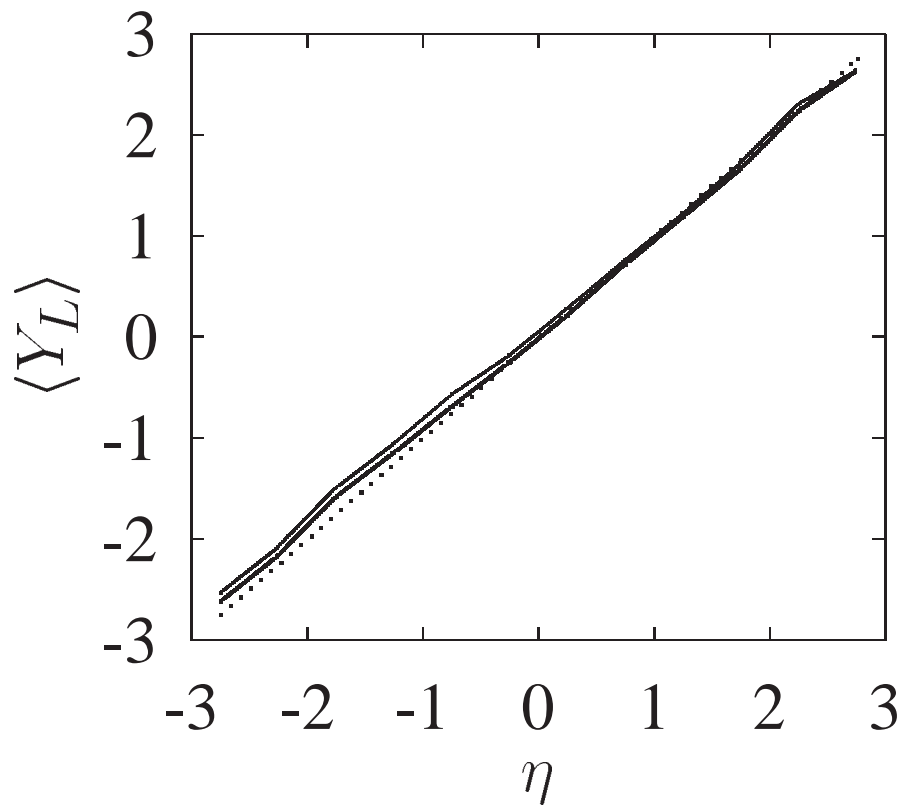


図 2.22: 各 η における縦の流速 Y_L の値の平均．太い実線は $Y_\pi = 4.9$ ，細い実線は $Y_\pi = 3.4$ の π 中間子に対する結果．破線は Bjorken の解を表す．

第3章

RHICにおける実験結果の解析

本章では流体模型をもとに、BNL-RHIC 加速器で行われた $\sqrt{s} = 130$ AGeV 金 - 金衝突の実験結果の解析を行う。近年では流体模型の発展にともない、初期条件に原子核の性質を考慮したり、またフリーズアウトの扱いを工夫したものもあるが、本章では前章で用いた流体模型を幾らか拡張したものにとどめ、単純な模型で実験をどこまで記述するかを議論する。RHIC の実験結果を流体模型を用いて分析したものには、Kolb らによる解析 [47]、Zschesche らによる解析 [48]、平野によるもの [49] などがある。[47]、[48] で使用されている流体は縦方向に Bjorken のスケーリング解を仮定した、適用は中心付近に限られるものであり、[49] は円筒対称性を課さない完全な (3+1) 次元の計算であるが、議論の内容は非中心衝突における楕円型フロー [50] を主題としたものである。また、Broniowski らは流体模型に近いフリーズアウト超曲面を考慮した熱的粒子源模型によって、RHIC におけるハドロン横運動量分布の解析を行っているが [51]、系の時間発展を議論したものではない。本章の内容は文献 [52] に基づくものであり、縦横両方の動的な膨張を考慮したうえで、ハドロンの 1 粒子分布と 2 粒子相関を考察した最初のものである。

3.1 流体模型

2 章と同じく、議論を中心衝突に絞り、円筒対称性を課した流体模型を用いる。模型の大部分は石井・室谷 [23] に基づき、現実に応じた模型として、流体方程式 (2.1.4) に加えてバリオン数保存則

$$\partial_\mu(n_B(x)U^\mu(x)) = 0 \quad (3.1.1)$$

も考慮する。2 章と同じく、ここでも完全流体を仮定し、方程式を数値計算によって解く。状態方程式については、2 章のもの同様にバグ模型に基づく 1 次相転移のものを

採用した．ただし，今度はバリオン密度を考慮しているので，バリオンに対する化学ポテンシャル μ_B を導入する必要がある．ここでは文献 [20] による状態方程式を用いる．QGP 相は u, d, s クォークおよびグルーオンの自由ガスとし，ハドロン相は質量 2GeV までの粒子を含んだ自由ガスである．ハドロンが有限の体積を持つことを考慮に入れ，ハドロン相については排除体積補正を施してある．図 3.1~3.3 にエネルギー密度，圧力，バリオン密度の温度，化学ポテンシャル依存性を示す．

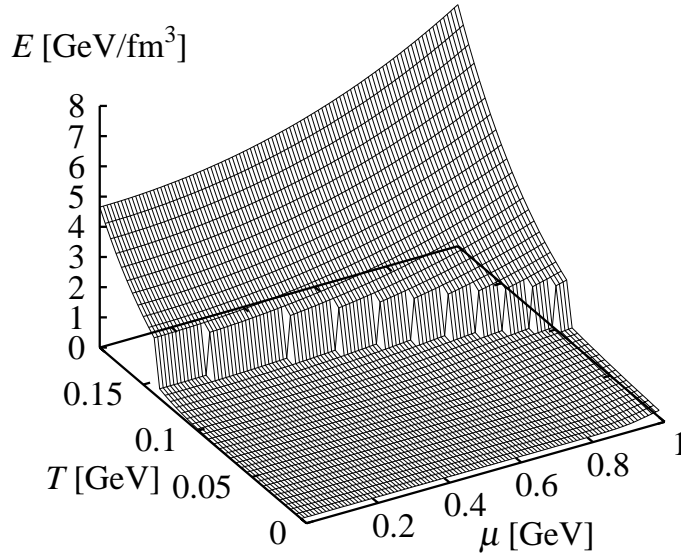
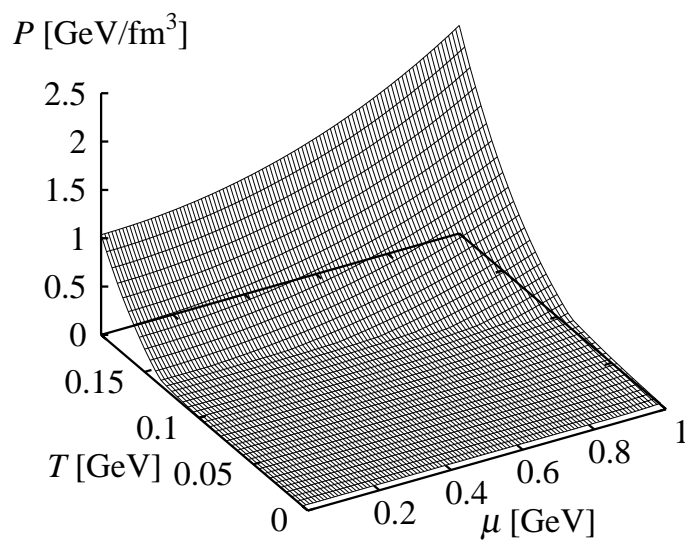
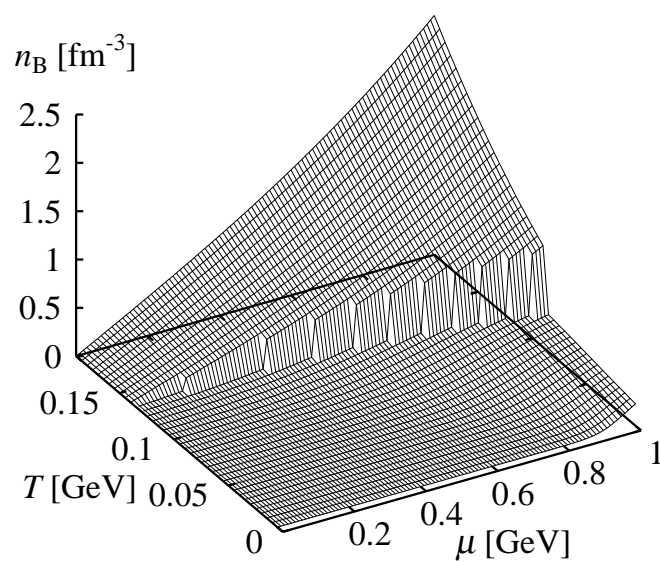


図 3.1 エネルギー密度 $E(T, \mu_B)$.

初期条件については，2 章と同様に $\tau = 1.0$ fm の双曲線上で設定する¹．流速の初期条件も同様に縦方向は Bjorken のスケーリング解を仮定し，横方向の初期フローはゼロとする．更に，エネルギー密度分布とバリオン密度分布を次式のように置く．

$$E(\tau_0, \eta, r) = E_{\max} \exp \left[-\frac{(|\eta| - \eta_0)^2}{2 \cdot \sigma_\eta^2} \theta(|\eta| - \eta_0) - \frac{(r - r_0)^2}{2 \cdot \sigma_r^2} \theta(r - r_0) \right]. \quad (3.1.2)$$

¹RHIC では入射原子核のローレンツ因子は大きく，SPS に比べると原子核がお互いを通過する時間も短い．したがって，局所熱平衡に達するまでの時間はもっと短い可能性も示唆されている [53].

図 3.2 圧力 $P(T, \mu_B)$.図 3.3 バリオン密度 $n_B(T, \mu_B)$.

$$n_B(\tau_0, \eta, r) = n_{B\max} \left\{ \exp \left[-\frac{(\eta - \eta_D)^2}{2 \cdot \sigma_D^2} \right] + \exp \left[-\frac{(\eta + \eta_D)^2}{2 \cdot \sigma_D^2} \right] \right\} \\ \times \exp \left[-\frac{(r - r_0)^2}{2 \cdot \sigma_r^2} \theta(r - r_0) \right] \quad (3.1.3)$$

分布の形を決めるパラメータは1粒子分布の実験結果を再現するように決定される．本章での目的はRHICでのハドロンスペクトルから系の時空発展を解析することであるが，SPSでの実験結果との比較も行った．

3.2 1粒子分布

表3.1にRHICにおける130A GeV 金 - 金衝突とSPSにおける17.4A GeV 鉛 - 鉛衝突に対する初期パラメータをまとめる．また，それぞれの初期エネルギー密度分布とバリオン密度分布を図3.4と3.5に示す．

表 3.1 流体模型における初期パラメータ．

	Au+Au at 130A GeV	Pb+Pb at 17.4A GeV
E_{\max}	6.0 GeV/fm ³	5.74 GeV/fm ³
$n_{B\max}$	0.125 fm ⁻³	0.7 fm ⁻³
σ_η	1.47	0.61
η_0	1.0	0.48
σ_D	1.4	0.52
η_D	3.0	0.82
σ_r	1.0 fm	1.0 fm
Freeze-out Condition	$T_f=125$ MeV	$E_f=70$ MeV/fm ³

RHICとSPSでフリーズアウト条件が異なるが，これは温度でフリーズアウトを決めた場合，バリオン密度が大きいところでは2相共存相に入ってしまう可能性があるからである．参考のために図3.6に $T - \mu_B$ 平面での相境界とそれぞれのフリーズアウト条件を図示する．一見異なった条件を考えているように見えるが，後で触れるようにRHICにおいては化学ポテンシャルは非常に小さく，等エネルギー曲線がほぼ等温曲線とほぼ一致する．

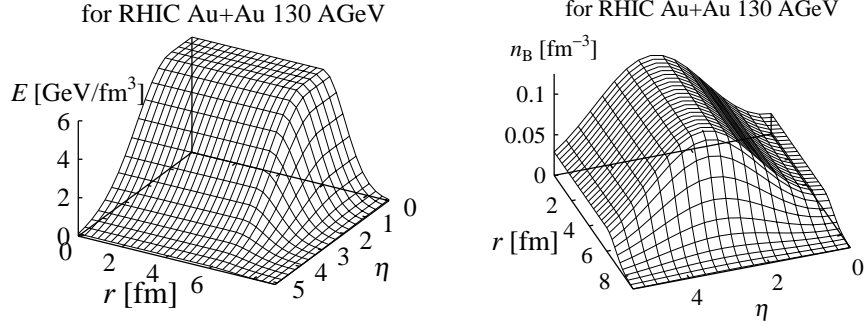


図 3.4 RHIC における初期エネルギー密度 (左) 及びバリオン密度 (右) 分布.

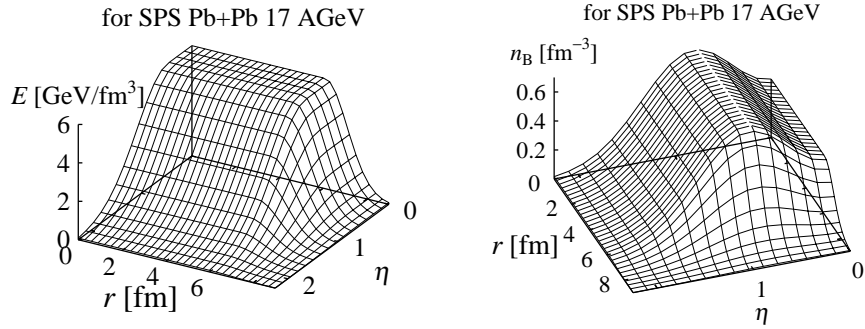


図 3.5 SPS における初期エネルギー密度 (左) 及びバリオン密度 (右) 分布.

粒子分布は，次の Cooper-Frye の公式より求められる．

$$E_k \frac{dN_i}{d^3\mathbf{k}} = \frac{d_i}{(2\pi)^3} \int_{\Sigma} k_{\mu} d\sigma^{\mu}(x) \frac{1}{\exp\left(\frac{k \cdot U(x) - \mu_B(x)}{T(x)}\right) \mp 1} \quad (3.2.1)$$

2.1.3 節でも触れたように，この公式は時間的な超曲面に適用した場合は正しくない．この不具合は体積要素の表面項が主に原因である．しかし，本章で使用する流体模型はラグランジュ法に基づいているため，フリーズアウト超曲面の法線ベクトルの空間成分は，常に流線と直交している ($U^{\mu} d\sigma_{\mu} = U^{\tau} d\sigma_{\tau}$)．したがって，粒子分布への寄与は体積成分が支配的であると考えることができ，良い近似で $k_{\mu} d\sigma^{\mu} \simeq k_{\tau} d\sigma^{\tau}$ とすることができる．Cooper-Frye の公式はフリーズアウト超曲面を通過する粒子のエネルギー保存則であるので，この近似によってエネルギー保存則は厳密には成り立たなくなるが，その破れは数パーセント程度に収まっている．

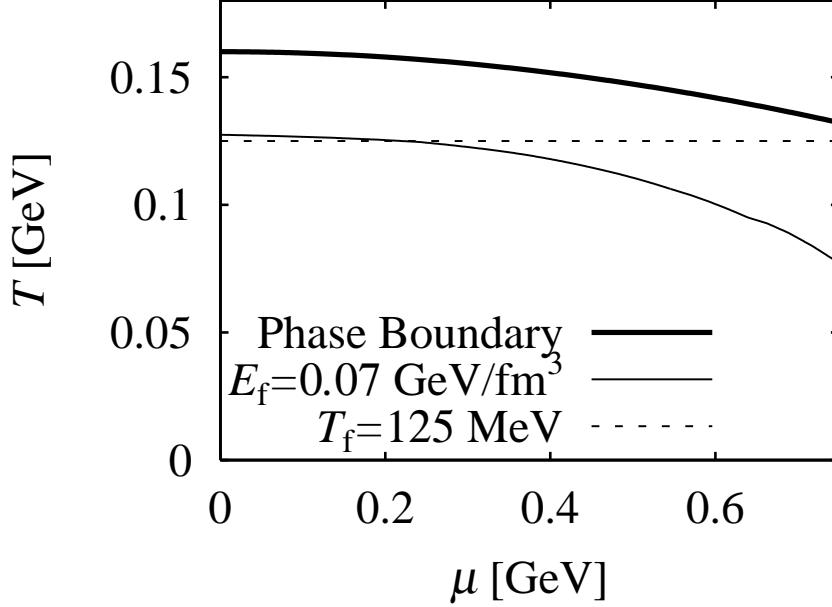


図 3.6 2相の境界とフリーズアウト条件.

さて，実験で測定されるハドロンは π 中間子， K 中間子，(反)陽子がそのほとんどの割合を占めるが，その中にはハドロン化から直接測定器にかかるものだけではなく，重い共鳴粒子からの崩壊を経て測定器にかかるものもある．熱的な描像を採った場合には，これらの割合はフリーズアウト温度等にもよるが，無視できない寄与があると考えられている [38, 54]．ここでは，文献 [21, 54] の方法に従って，フリーズアウト超曲面から放出される共鳴粒子の崩壊の寄与も取り入れた．ここで取り入れた寄与は $\rho \rightarrow 2\pi$ ， $\omega \rightarrow 3\pi$ ， $\eta \rightarrow 3\pi$ ， $K^* \rightarrow \pi K$ ， $\Delta \rightarrow N\pi$ である．詳しい計算方法は文献 [21] に譲り，ここでは結果のみを記述する．

図 3.7, 3.8, 3.9, 3.10 に，RHIC におけるそれぞれ荷電ハドロンの擬ラピディティー $\eta_p \equiv \tanh^{-1}(k_z/|\mathbf{k}|)$ 分布，負電荷ハドロンの横運動量分布，粒子ごとの横質量分布，反陽子/陽子比のラピディティー依存性を示す．実験データは擬ラピディティー分布については PHOBOS グループ [55]，横運動量分布については STAR グループ [56]，粒子ごとの横質量分布については PHENIX グループ [57]，反陽子/陽子比については BRAHMS グループのもの [58] である．図 3.4 のような初期条件で，荷電ハドロンについての擬ラピディティー分布と横運動量分布がよく再現できることがわかる．擬ラピディティー分布で $\eta_p = 0$ 付近の粒子数がわずかに少なくなっているのは，ラピディティーでなく擬ラピディティーを用いていることによる運動学的な理由である．粒子ごとの横質量分

布をみると、計算結果は各粒子 (π^- , K^- , \bar{p}) の分布の傾きを良く再現している。しかし、 K^- 粒子、反陽子の粒子数は再現することができなかった。グラフでは、傾きの比較のために、 K^- 粒子については計算値を 0.6 倍、反陽子については 3.5 倍してある。したがって、流体模型による計算結果は、 K^- 粒子の数を多く見積もり、反陽子数を少なく見積もっていることになる。図 3.10 に見られるように、反陽子数と陽子数の比については各ラピディティーで実験を再現できているが、それぞれの数については流体模型は実験結果を再現しない。ここでの計算では、局所熱平衡と化学平衡を仮定し、フリーズアウトは全ての粒子について同時に起こるとしている。しかし、この結果はより複雑な過程を意味するものと考えられる。たとえば、最近では、Cleymans と Redlich によって、全ての粒子の数は運動学的フリーズアウト温度よりも高い温度で決まっているとすると、化学的フリーズアウトの概念が提唱された [59]。彼らの計算は単純な熱的粒子源模型に基づくものではあるが、RHIC のデータについてもよく実験を記述する [60]。実際にハドロンがどのような過程を経て、その粒子数と運動量が固定されるかについてはより多くのデータおよび分析が必要であろう。図 3.11~3.13 に SPS エネルギーでの 1 粒子分布を図示する。実験結果はいずれも NA49 グループによるものである [22]。

3.3 時空発展

この節では表 3.1 のパラメータを初期条件とした流体の時空発展を見ていく。表 3.1 から、初期エネルギー密度が SPS と RHIC でわずかしかわらないことがわかる。RHIC では 6.0 GeV/fm^3 、SPS では 5.74 GeV/fm^3 という値であり、温度に焼き直せばそれぞれ 229 MeV と 225 MeV である。初期エネルギー密度の差がわずか 5% 程度であるにもかかわらず、中心ラピディティーでの粒子数が RHIC において 5 割増加しているのは一見奇異であるが、図 3.14 に示すように、RHIC における中心ラピディティーでの粒子数への $\eta = 0$ からの寄与は、SPS に比べて 9% 大きくなっているに過ぎない。しかし、RHIC では η 空間でより広い領域が粒子放出に寄与しており、各 η から放出される粒子数を合計すると、SPS のそれより 5 割増しになる。これは、RHIC における初期状態の物質の縦方向の広がりが、 $\eta_0 + \sigma_\eta = 2.47$ と、SPS のそれ ($=1.09$) に対して、2 倍以上になっていることの帰結である。また、このことから、RHIC では衝突エネルギーが上がっているものの、そのエネルギーは、エネルギー密度よりも、むしろより大きな体積の物質に転化していると考えることが出来る。実際、RHIC における流体の総エネルギー

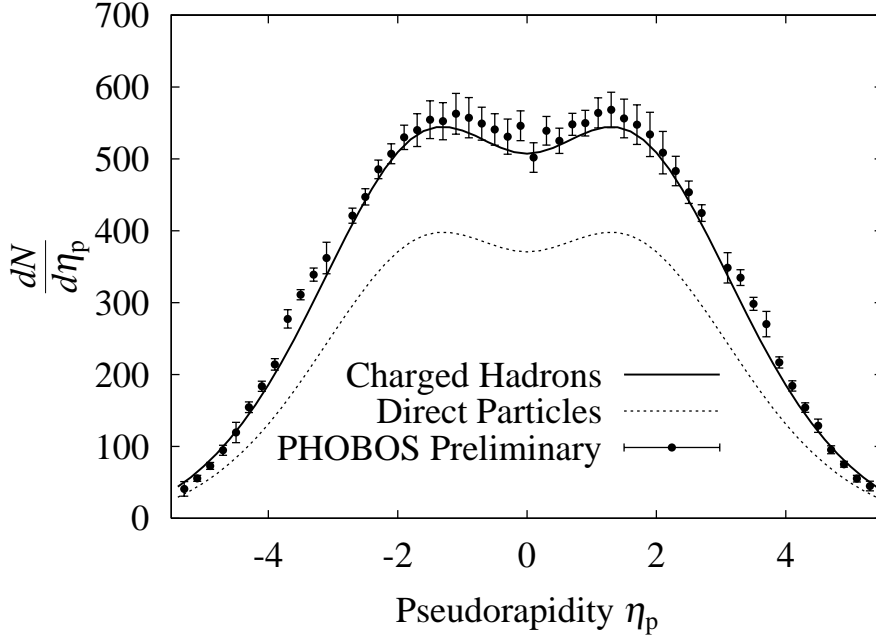


図 3.7 RHIC における擬ラピディティー分布．実験データは PHOBOS Collaboration (Preliminary Result) [55]．点線はフリーズアウト超曲面から直接放出された粒子数，実線は共鳴粒子から崩壊して出てきた粒子との合計．

は 25290 GeV であり，これは衝突エネルギーの 99% に相当する²．初期エネルギー密度の最大値については，初期時刻 τ_0 とエネルギー密度分布の形に依存する．たとえば文献 [47–49] では $\tau_0 = 0.6$ fm で，初期のエネルギー密度分布に原子核の厚みを考慮した模型を用いて， $15\sim 40$ GeV/fm³ というかなり大きな初期エネルギー密度になっている．本研究における結果で小さいエネルギー密度になっているのは，初期時刻が遅く仮定されているためと，横方向についてほぼ平坦な分布を仮定しているからである(式 (3.1.2)，図 3.4)．他のグループの計算では初期エネルギー密度は中心からの距離により強く依存している．平均エネルギー密度は RHIC で 3.9 GeV/fm³，SPS で 3.77 GeV/fm³ であり，これもやや小さいが，初期分布を式 (3.1.2) のように選ぶことによって，実効的な横方向のサイズが他のグループに比べて大きくなっていることによる．

²本来，総エネルギーを正確に評価するためには，状態方程式に含まれている粒子は全て考慮する必要がある．しかし，前節で述べたように，ここでは支配的な粒子からの寄与のみを取り入れてるため，粒子分布に寄与している粒子は衝突エネルギーの 87% となっている．また，排除体積補正が入っているために，Cooper-Frye の公式で完全にエネルギー保存則が成立しているわけではない．

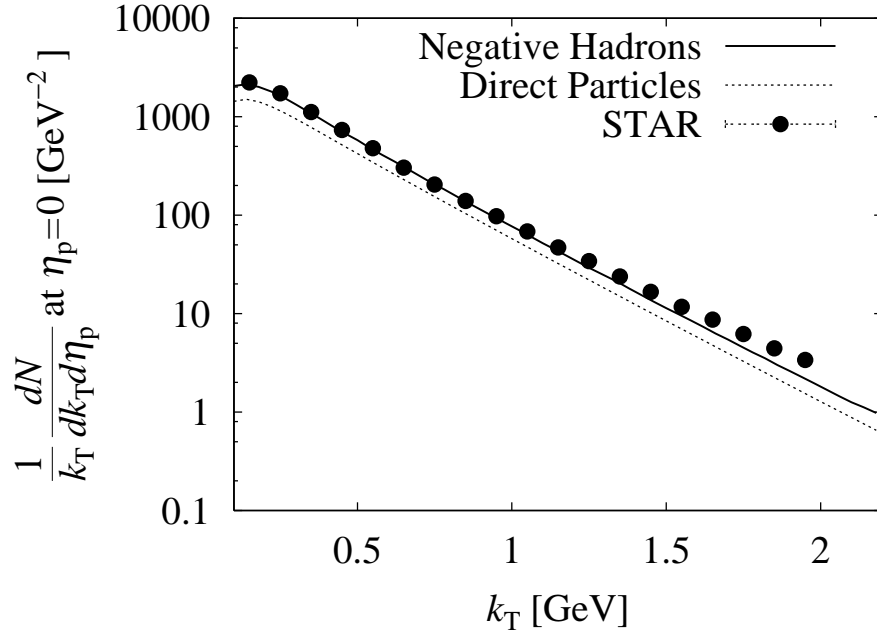


図 3.8 RHIC における負電荷ハドロンの横運動量分布．実験データは STAR Collaboration [56]．擬ラピディティについて $|\eta_p| \leq 0.1$ の範囲で積分してある．点線と実線は図 3.7 と同じ．

表 3.2 流体模型の出力.

	Au+Au at 130A GeV	Pb+Pb at 17.4A GeV
Total n_B	131	305
$\langle T_f \rangle$	125 MeV	123.2 MeV
$\langle \mu_B \rangle$	76.1 MeV	281.6 MeV
$\langle v_T \rangle_{ \eta \leq 0.1}$	0.509	0.467
τ_{QGP}	2.92 fm	2.67 fm
τ_{MIX}	12.61 fm	11.12 fm
τ_{HAD}	18.94 fm	17.74 fm

表 3.2 に RHIC , SPS それぞれの実験結果に合う流体による出力結果をまとめる．“Total n_B ” は正味のバリオン数を意味する．金原子核の質量数は 197 , 鉛の質量数は平均として 208 であり , RHIC における金 - 金中心衝突で衝突に関与した原子核の数 (Participant) は 340 [55] , SPS における鉛 - 鉛中心衝突では 352 [33] であるから , SPS と比較すると RHIC においては中心付近に残っているバリオン数のはるかに少ないことが分かる．

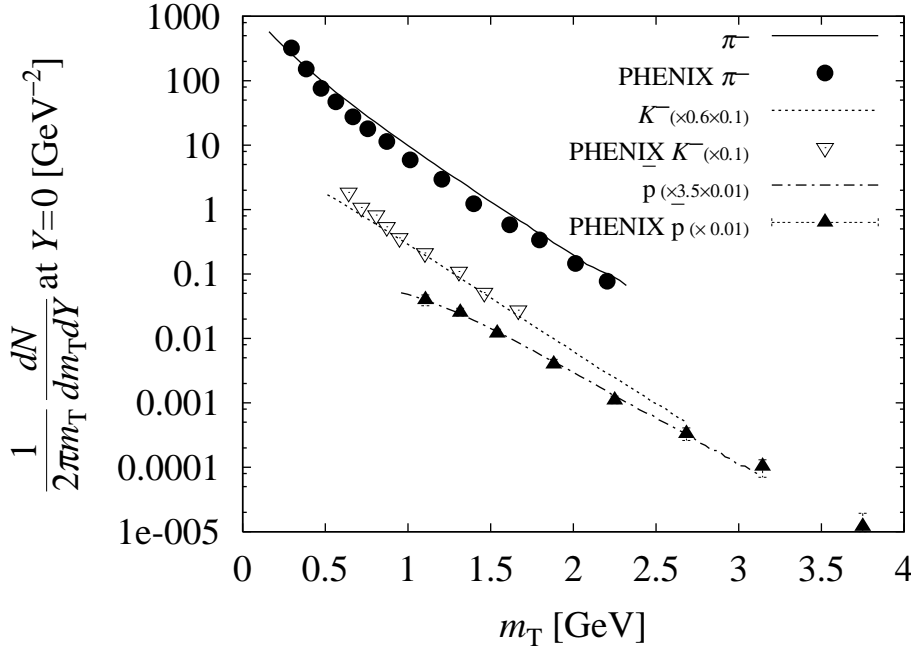


図 3.9 RHIC における粒子ごとの横質量分布．実験データは PHENIX Collaboration [57]．曲線は流体模型による計算，記号は実験結果を表す．ラピディティーについて $|Y| \leq 0.1$ の範囲で積分してある．グラフを見やすくするため，計算結果，実験結果それぞれについて， K^- 粒子については 0.1 倍，反陽子については 0.01 倍してある．更に， K^- 粒子，反陽子の計算結果はそれぞれ 0.6 倍，3.5 倍してある．(本文参照)

$\langle T_f \rangle$ はフリーズアウトの平均温度である³．SPS ではエネルギー密度一定の超曲面を設定しているが，RHIC とあまり変わらない値が得られた．正味のバリオン数を反映して，フリーズアウトでの化学ポテンシャルの平均値 $\langle \mu_B \rangle$ は RHIC と SPS では RHIC の方が小さくなった．中心ラピディティー付近の平均横膨張速度 $\langle v_T \rangle$ は RHIC でより大きな値となっており，より大きな横方向の膨張を示唆している． τ_{QGP} ， τ_{MIX} ， τ_{HAD} は各相の寿命を示す．ここでは双方にそれほど大きな差は見えない．RHIC でも寿命がそれほど大きくないのは，初期のエネルギー密度がそれほど大きくないことが要因である．

図 3.15~3.18 にそれぞれの衝突に対する温度 / 化学ポテンシャルプロファイル関数を図示する．RHIC における温度プロファイル関数を見ても，それがバリオンフリーの流体の場合 (図 2.6) に非常に良く似ていることがわかる．また，化学ポテンシャルプ

³ $\langle A(x) \rangle \equiv (\int U \cdot d\sigma A(x)) / (\int U \cdot d\sigma)$

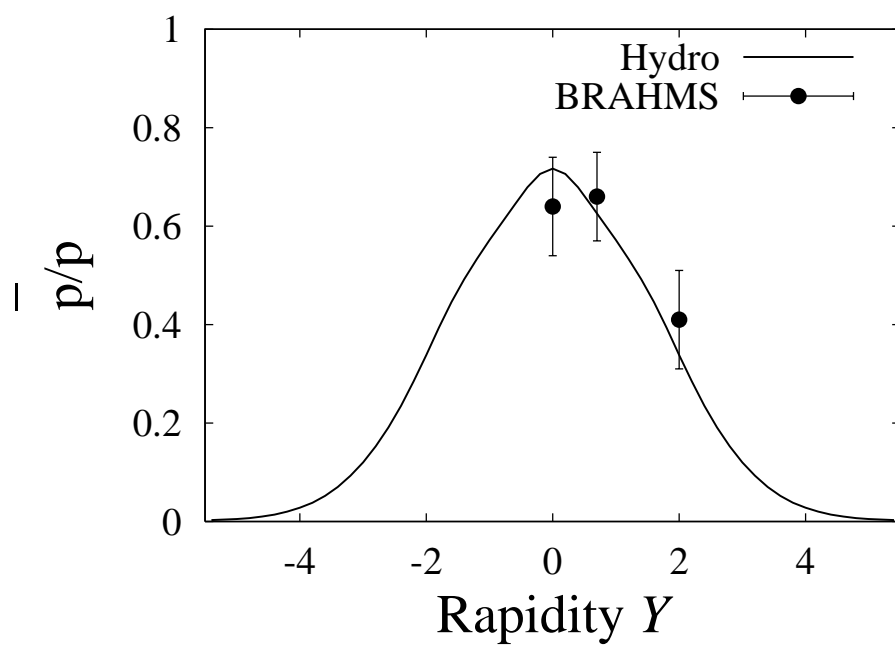


図 3.10 RHIC における反陽子 / 陽子比のラピディティ依存性．実験データは BRAHMS Collaboration [58].

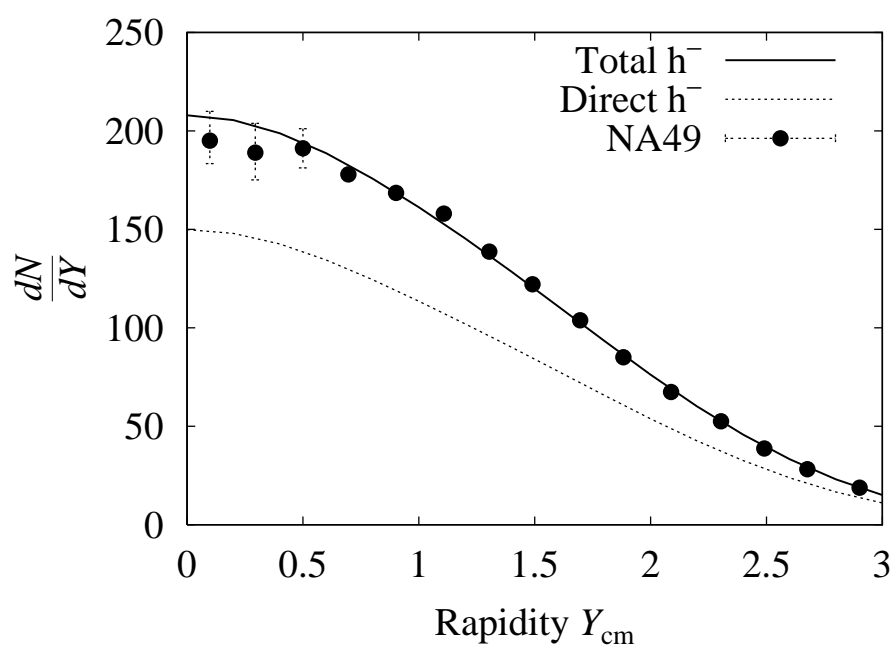


図 3.11 SPS における荷電ハドロンのラピディティ分布．点線と実線は図 3.7 と同様である．

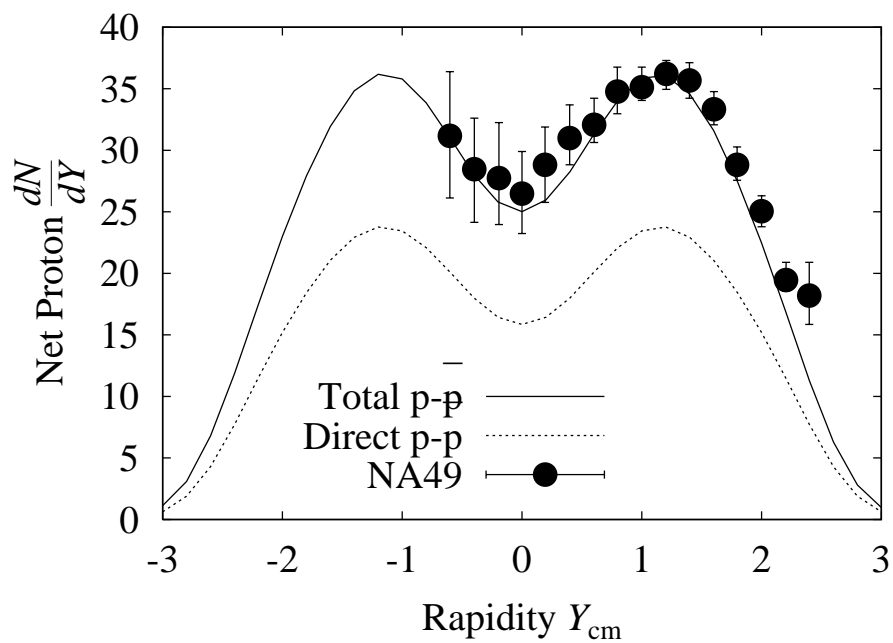


図 3.12 SPS における正味の陽子数 ($N(p) - N(\bar{p})$) のラピディティ分布．点線と実線は図 3.7 と同様である．

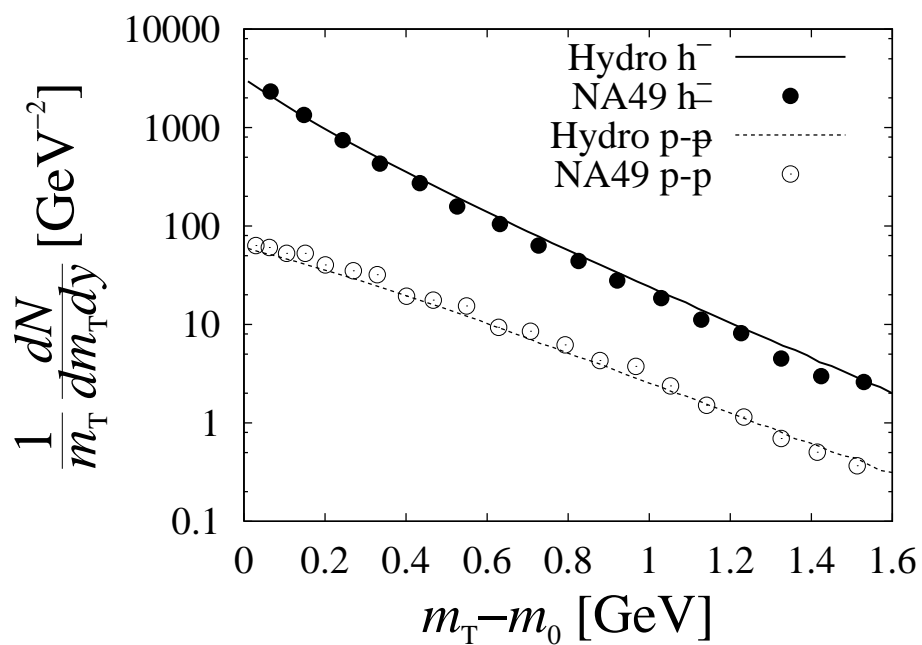


図 3.13 SPS に負荷電ハドロン及び正味の陽子数の横質量分布.

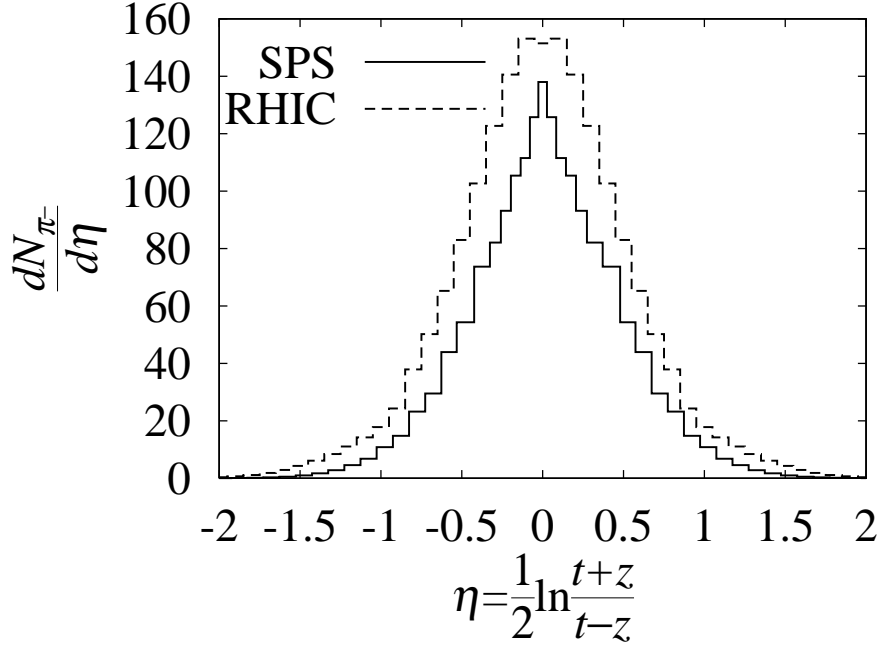


図 3.14 中心ラピディティ領域 ($Y = 0$) に放出される π^- 中間子の放出位置ラピディティ (η) 分布．実線は SPS，破線は RHIC の場合

ロファイル関数を見ると，そのピークは μ_B が小さいところにあり，依然としてバリオン数は中心付近に残っているものの，RHIC においてはバリオンフリーの流体は悪い近似ではないように考えられる．一方，SPS では化学ポテンシャルは RHIC より大きくなっているのがわかる．温度プロファイル関数を見ると，2 相共存相が同様に大きな体積をもっているのはわかるが，温度は一定でなく，ある幅をもって分布している．これが時空発展にどう表れるかは後述する．

横方向の時空発展を見るために，図 3.19 に RHIC，図 3.20 に SPS での $r-\tau$ 平面における等温曲線を示す．それぞれ， η = 一定の平面で切り取った図になっている． $T = 220, 200, 180, 160, 158, 140, 125$ MeV についての等温曲線を示した．一見して双方に大きな違いは見られないが，ほぼ同様の初期条件になっているので，不自然な結果ではない．同じく $\eta-\tau$ 平面における等温曲線を図 3.21 に示す．RHIC では η 方向への広がりが大きくなっているか，定性的に大きな違いは見られない．SPS では $T = 158$ MeV の等温曲線が奇妙な振る舞いを示しており $\tau = 2.6$ fm から 11 fm 程度までほとんど冷えていない結果になっている．これはまさに 2 相共存相における状態方程式の軟化の効果になっている． $r-\tau$ 平面， $\eta-\tau$ 平面両方で $T < 160$ MeV の曲線についてはそれ以上の

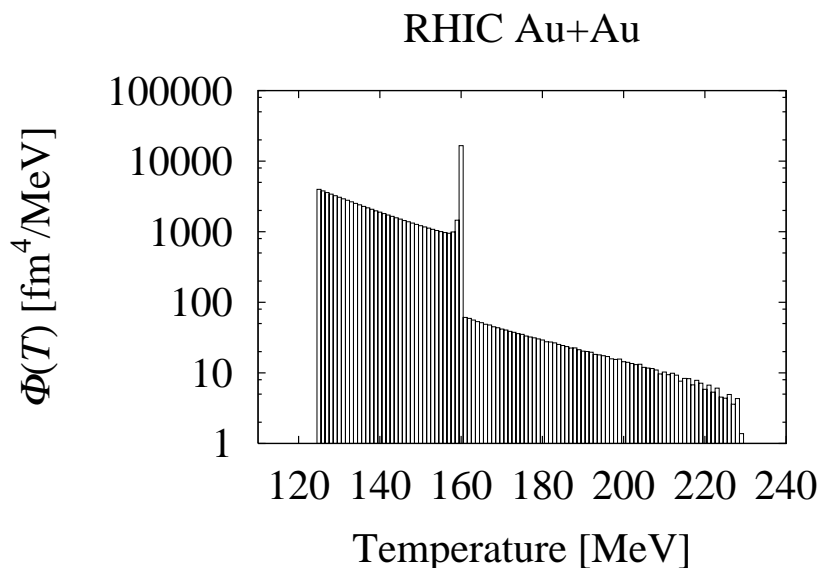
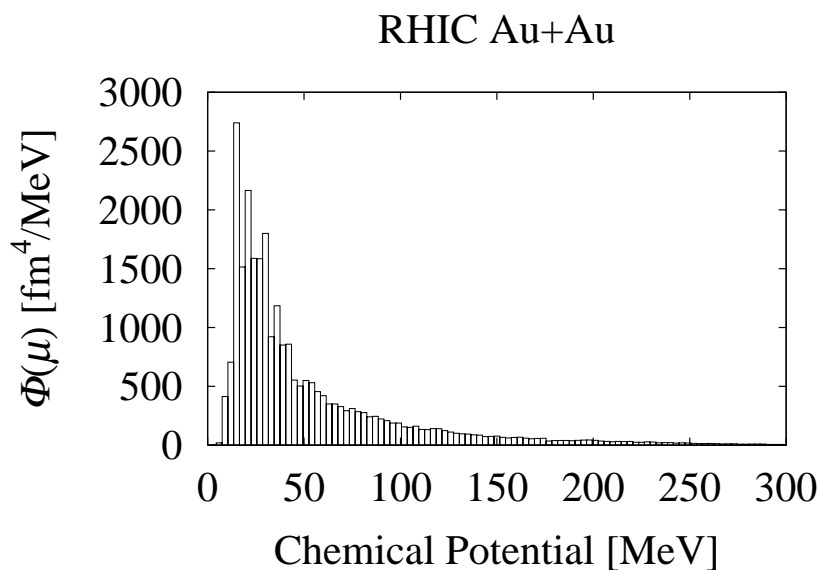


図 3.15 RHIC についての温度プロファイル関数.

図 3.16 RHIC についての化学ポテンシャルプロファイル関数．ただし $T \geq T_f$.

温度の曲線に比べると寿命が長くなっているのがわかり，2相共存相の効果が見えているといつてよい．SPS の η - τ 平面の $T = 158$ MeV を表す曲線のみが奇妙な振る舞いをしているのが，SPS では RHIC に比べてバリオン密度が高いため，初期時刻の $\eta = 1$ 付近では QGP 相， τ 軸にほぼ平行な部分が 2 相共存相，それ以降の時間がハドロン相に

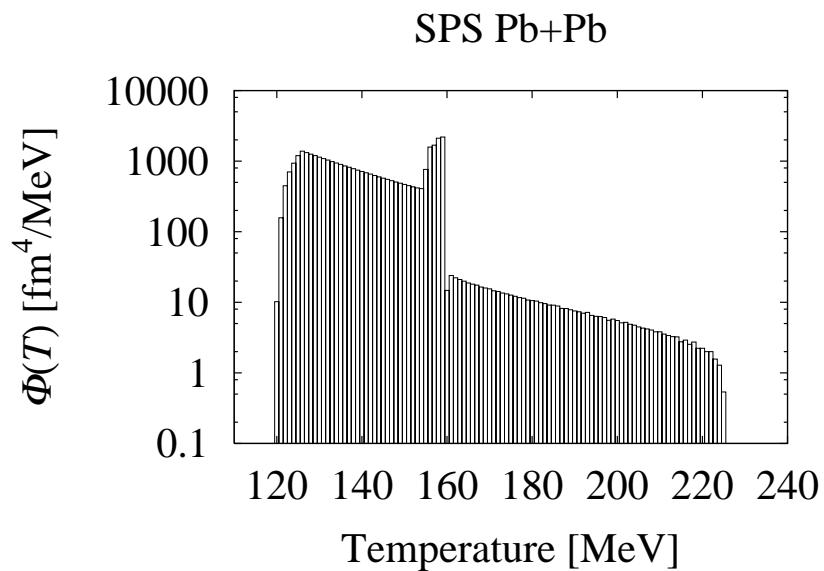
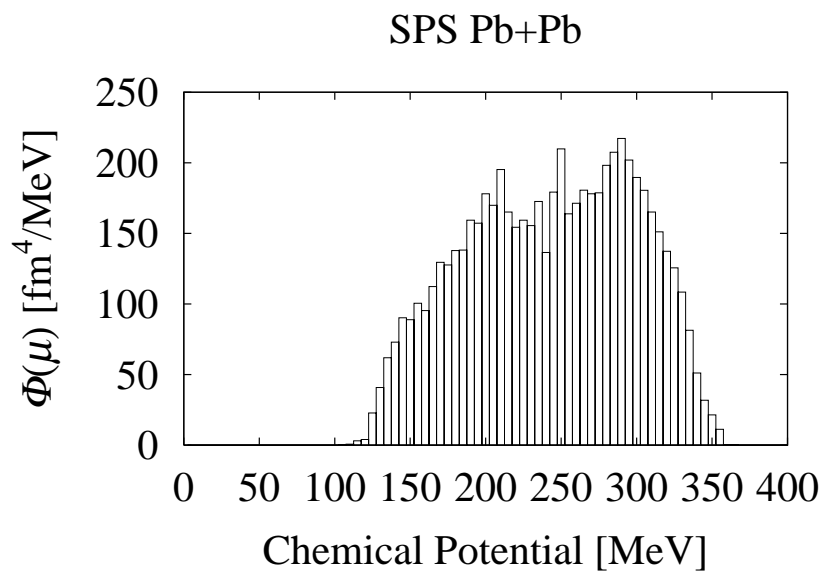


図 3.17 SPS についての温度プロファイル関数.

図 3.18 SPS についての化学ポテンシャルプロファイル関数．ただし $E \geq E_f$.

なっているからである．RHIC では 2 相共存相はほぼ温度一定の相になっているため，このような振る舞いは見られない．

図 3.22 に縦方向の流速のスケーリング解からのずれの分布を示す．やはり定性的には同じ傾向にあるが，RHIC においてはよりフローの増加が抑えられ，SPS の場合より

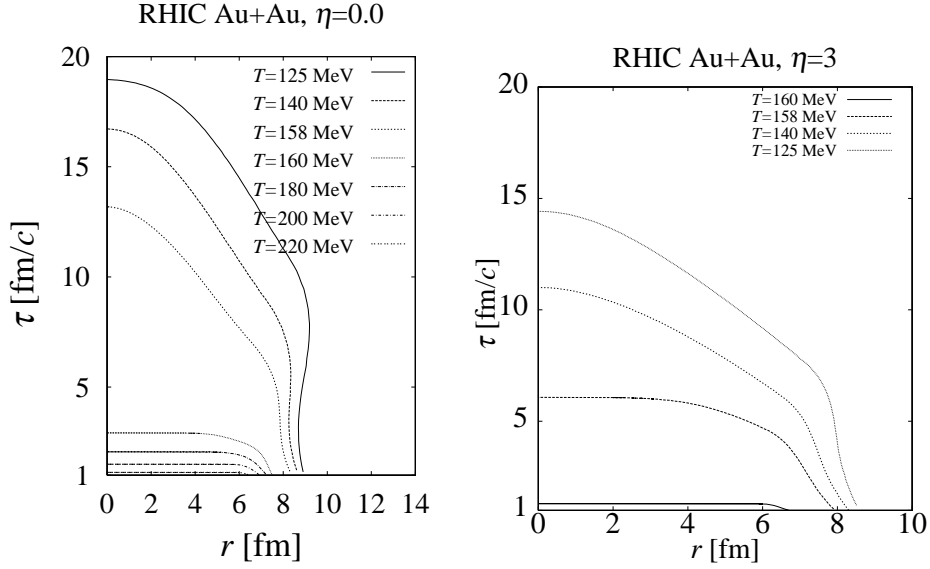


図 3.19 RHIC での $r-\tau$ 平面における等温曲線．左は $\eta = 0$ ，右は $\eta = 3$ の断面で切り出したもの．

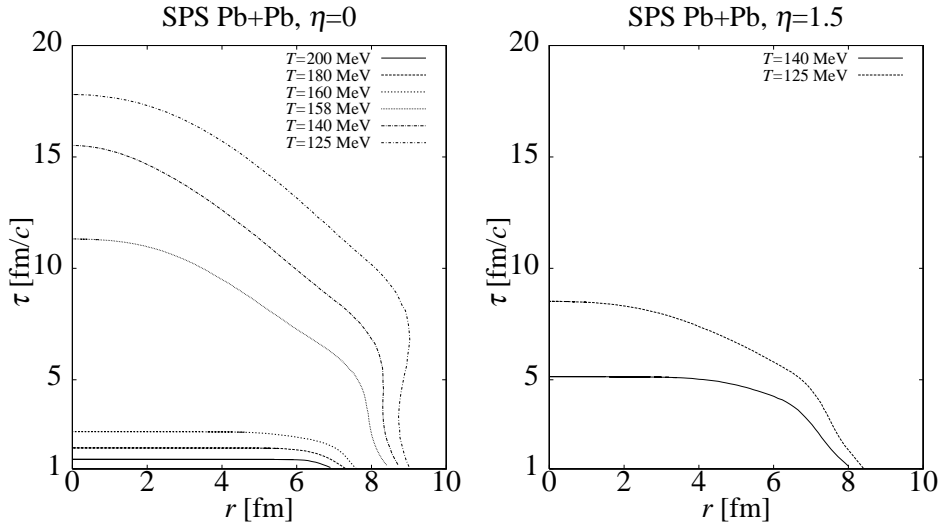


図 3.20 SPS での $r-\tau$ 平面における等温曲線．

もスケーリング解からのずれが小さい．これは，SPS においてはエネルギー密度分布の η 方向の勾配が大きいため，より圧力勾配も大きく，したがって流体の加速度も大きいことによる．また，温度プロファイル関数からわかるように，RHIC では温度と圧力が一定となる 2 相共存相の体積が大きく，ソフトニングの効果が SPS よりも大きいと理解できる．しかし，図 2.7 のように，流体の寿命までにスケーリング解より流速が

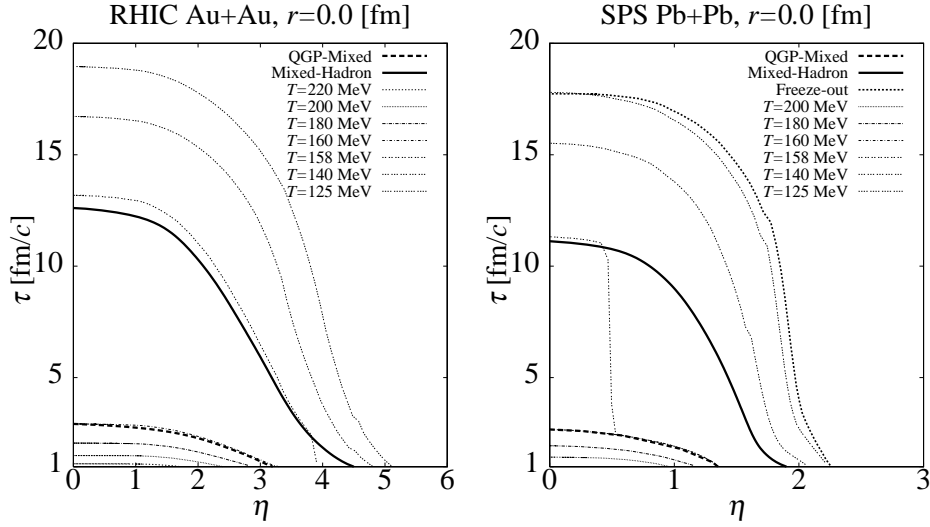


図 3.21 η - τ 平面における等温曲線．左: RHIC, 右: SPS. それぞれ $r = 0$ fm の断面で切り出したもの．太い曲線は相の境界を表す．

遅くはなっていない．横方向の流速分布を図 3.23 に示すが，ここでもあまり違いはない．RHIC の方が流速が大きくなっている．

3.4 2粒子相関

ここでは π 中間子の 2 粒子相関関数を実験と比較する．ところで，流体模型に基づく計算にはアイソスピンの効果は含まれてなく， π^+ に対しても π^- に対しても同じ結果を与える．しかしながら，実験の測定結果は π^- と π^+ に対して，いくらか違いが見られる．原因にはアイソスピンが実際には対称でない(入射原子核の陽子と中性子の数は異なる)ことや，クーロン力の補正等，さまざまな原因が考えられるが，前節では負電荷の粒子に対しての横運動量 / 横質量のスペクトルを再現するよう選んでいることから，2 粒子相関についても π^- 中間子のデータを用いる．

1 粒子分布でクーパー・フライの公式 (3.2.1) を用いているので，干渉項 $\tilde{I}(q, K)$ は以下のように選べばよい．

$$\tilde{I}(q, K) = 2 \int K_\tau d\sigma^\tau e^{iqx} \sqrt{f(x, k_1) f(x, k_2)} \quad (3.4.1)$$

平均運動量については，2 章同様に (2.3.2a) のように積分する．ここでは簡単のために共鳴粒子からの寄与は無視した．相関関数のフィッティングにはカーテシアン型 (2.2.26)

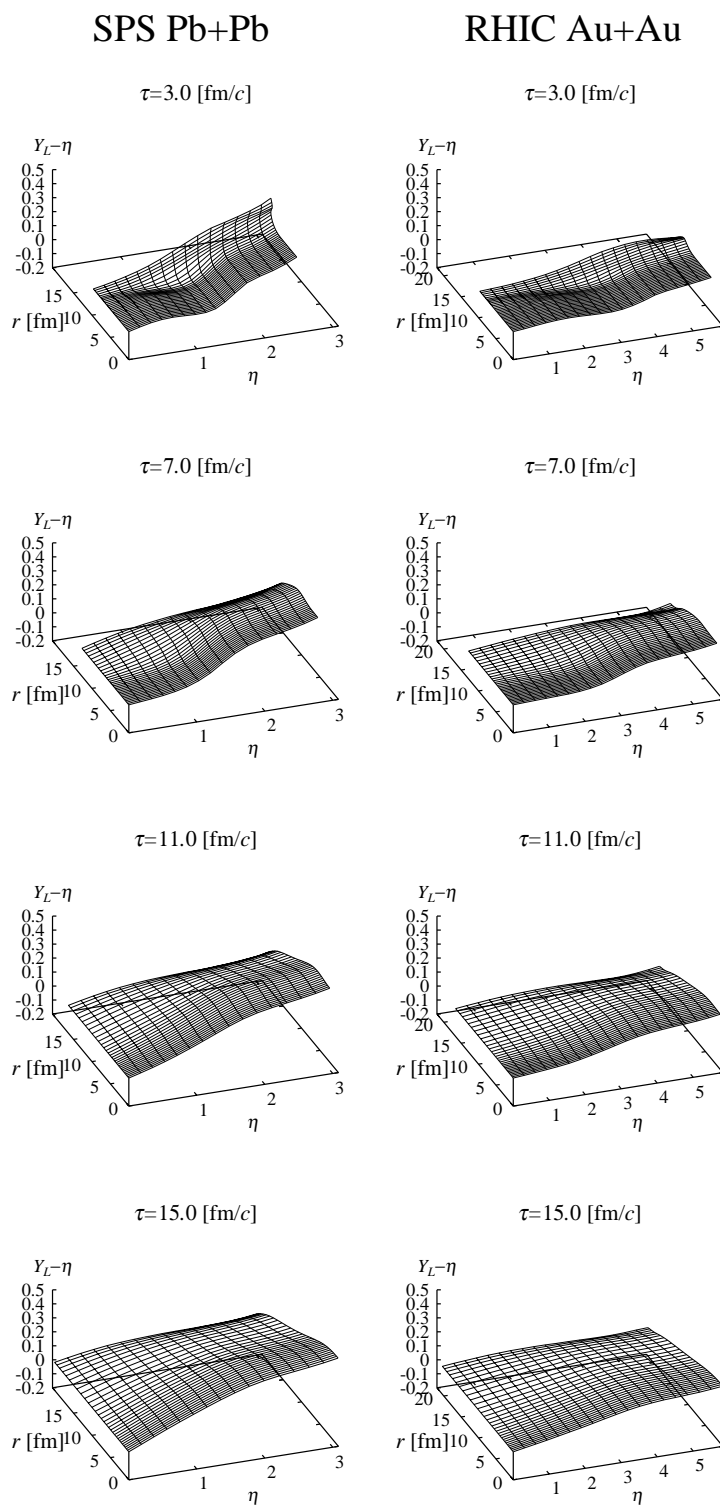


図 3.22 RHIC と SPS におけるスケーリング解からのずれ.

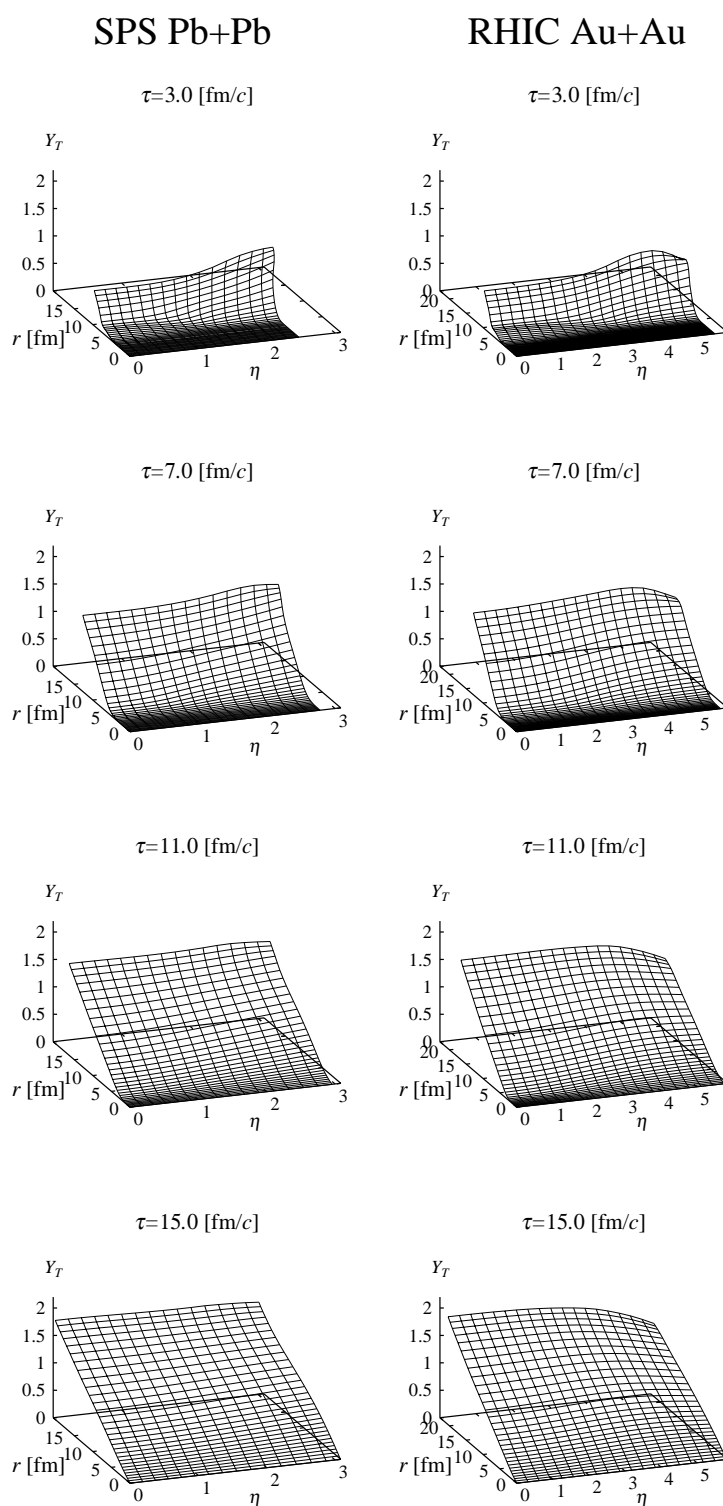


図 3.23 横方向流速分布.

を用いるが、実験結果は中心ラピディティの粒子を測定しているので、クロスターム R_{ol}^2 は無視する。また、円筒対称性の仮定から、 $K_T = K_x$, $q_{side} = q_y$, $q_{out} = q_x$ としてよい。

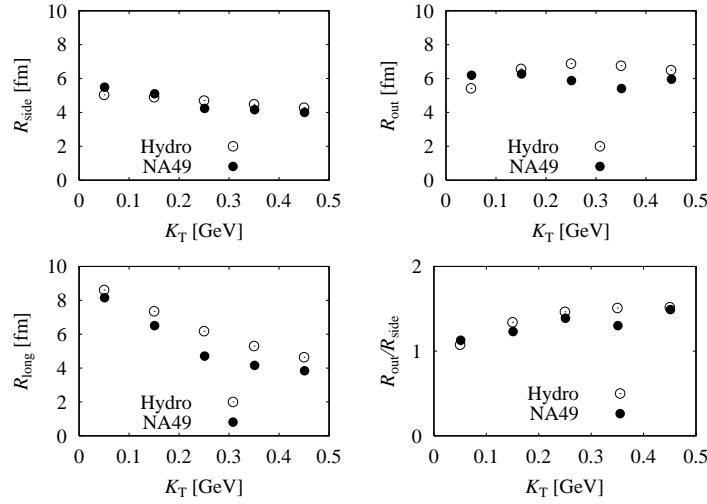


図 3.24 SPS におけるサイズパラメータの平均横運動量依存性．実験結果は NA49 グループ [61].

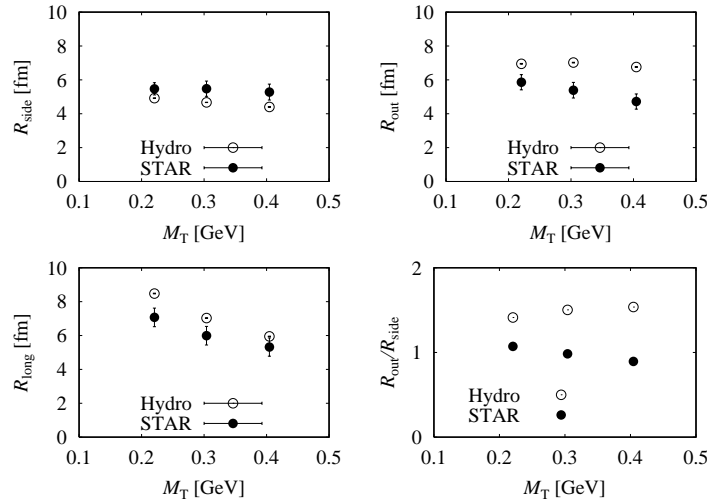


図 3.25 RHIC におけるサイズパラメータの平均横質量依存性．実験結果は STAR グループ [62].

図 3.24, 3.25 に、2 粒子相関関数からフィッティングによって得たサイズパラメータの横運動量依存性を図示する．図 3.24 は SPS の実験結果 [61] との比較であり、平均横運動量 $K_T = K_x$ の関数として図示した．相関関数は $0 < Y_{\pi\pi} < 0.5$ (重心系) で積分してあ

る．図 3.25 は RHIC における実験結果 [62] であり，平均横質量 $M_T \equiv \sqrt{K_T^2 + m^2}$ の関数として図示した．相関関数について，平均運動量の積分範囲は，ラビディティーについて $|Y_{\pi\pi}| \leq 0.5$ ．各データ点に対して，左から $0.125 \leq K_T \leq 0.225$ ， $0.225 \leq K_T \leq 0.325$ ， $0.325 \leq K_T \leq 0.450$ GeV である．それぞれにおいて， R_{out} と R_{side} の比も同時に示してある． R_{side} では， $K_T(M_T)$ とともに僅かずつ減少する定性的傾向は一致し，パラメータの大きさそのものは，RHIC では実験結果よりやや小さめ，SPS では非常に良く合う結果となった． R_{long} については定性的には一致を見せており，縦方向への速い膨張を裏付ける結果となっている．RHIC に対する計算結果は，小さい横質量で実験より大きなサイズとなっているが，縦方向に無限に長い粒子源 + スケーリング解を仮定した計算結果 [48, 63] に比べると実験に近い値になっており，縦方向の有限サイズ効果が R_{long} の振る舞いに重要な役割をしていることを示唆している． R_{out} については，SPS の実験結果と比較すると，計算結果はその大きさをほぼ再現している．しかし， K_T に対する振る舞いは少し異なり，実験結果が最後の一点を除いて単調減少しているのに対して，計算結果は $K_T \simeq 0.3$ GeV 程度まで緩やかに増加し，その後減少に転じる．一方 RHIC の結果については，実験結果は M_T に対して減少しているのに対し，計算結果は SPS の場合と同様の傾向を見せている．この傾向については，流体の時空発展があまり変わらないことから，不自然なことではない．

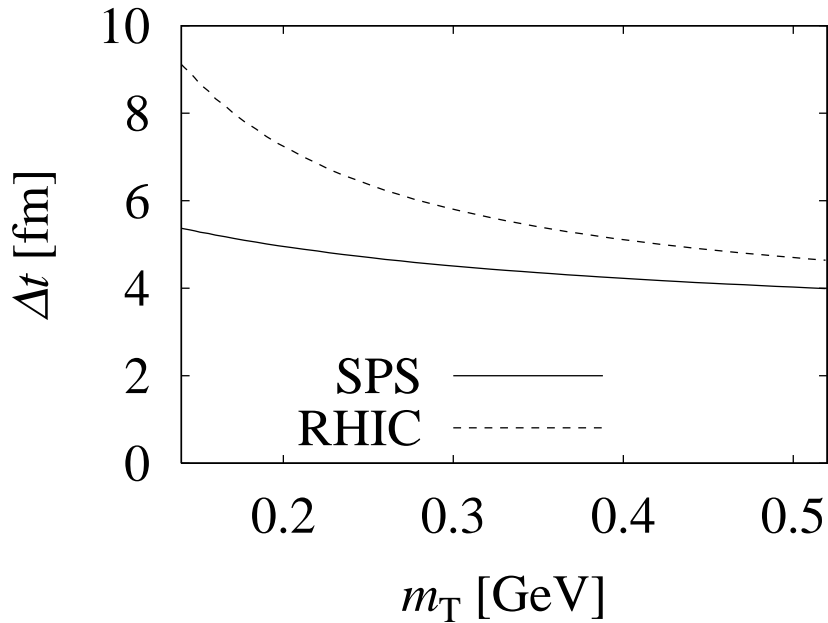


図 3.26 RHIC(破線) と SPS(実線) における放出時間差の m_T 依存性．

図 3.24, 3.25 中の R_{out} と R_{side} の比は共鳴粒子の崩壊の影響を受けにくく, 相転移のシグナルとして提案されている量である [25]. もし相転移の影響で寿命が延びれば, この値は 1 よりはるかに大きな値になることが [25] で計算されている. 上で述べたように, 我々の計算でのエネルギー密度はあまり小さくなく, Rischke らが相転移のシグナルとして成り立つほど寿命が長くなると指摘した初期エネルギー密度 ($10 \sim 20 \text{ GeV/fm}^3$) よりかなり小さい. よって相転移の存在に関わらず, それほど大きな値にはなっていない. SPS では実験と驚くほどの一致を見せている. しかし, RHIC での実験結果は $R_{\text{out}}/R_{\text{side}} \approx 1$ と小さい値を示していると同時に, 横運動量に対する振る舞いも SPS のそれとは異なっている. R_{out} は (2.2.27b) のような意味を持つが, 2.3 節での考察から, Δx は $m_T \simeq M_T$ に対して減少すると考えられるので, 放出時間差の項が問題になる. 時空発展のグラフが示すように, 我々の流体では当初予想されていたような異常に大きい寿命の伸びは見られないが, それでも $R_{\text{side}}, R_{\text{long}}$ と同程度の大きさであり, 十分に大きい値の放出時間差になっている (図 3.26). 大きい横運動量を持つ粒子は高温の粒子源から放出されており, 実験結果は小さい高温領域を示唆している, というのが考えられる一つの解釈である. 流体模型のような, 3 次元の超曲面からの粒子の放出を仮定し, 2 粒子相関の計算に現在用いられている定式化が正しいものであるなら, $R_{\text{out}}, R_{\text{out}}/R_{\text{side}}$ に関する限りは, 非常に放出時間差が小さいか, “opaque” な粒子源を示唆しているようでもある. 2.3 節での議論で示したように, 横フローの存在から流体模型は “opaque” な粒子源の性質を示すが, RHIC の実験結果に見られるような小さい $R_{\text{out}}, R_{\text{out}}/R_{\text{side}}$ を再現するには不十分であった. これは異なる粒子放出機構を示唆しているとも言えるが, 現時点では明らかではない.

図 3.27 に, 1 次元に射影した 2 粒子相関関数を図示する. その際, 射影する成分に直交する他の 2 成分については, 0 MeV から 35 MeV で積分してある. 更に, 実験的にはソースの干渉性を表す λ はゼロではない. ここでは実験との比較のため, $\lambda = 0.6$ と置いた. $q_i = 0 (i = \text{side, out, long})$ での相関関数の値がそれよりもさらに小さくなっているのは, 射影の際の積分による [64]. したがって, その結果は R_i に反比例し, R_i が大きいほど見かけの λ は小さい. “outward” 成分と “longitudinal” 成分については, サイズパラメータが実験より大きい値を示しているにも関わらず, 相関関数は実験と良く合っているように見える. 実際, サイズパラメータが相関関数の幅の逆数に比例するので, サイズパラメータにおける $R = 7 \text{ fm}$ と $R = 6 \text{ fm}$ の違いは相関関数の幅にしてわずか 5 MeV の違いに過ぎない. “sideward” 方向の相関関数で, $q_{\text{side}} = 0$ での値が小

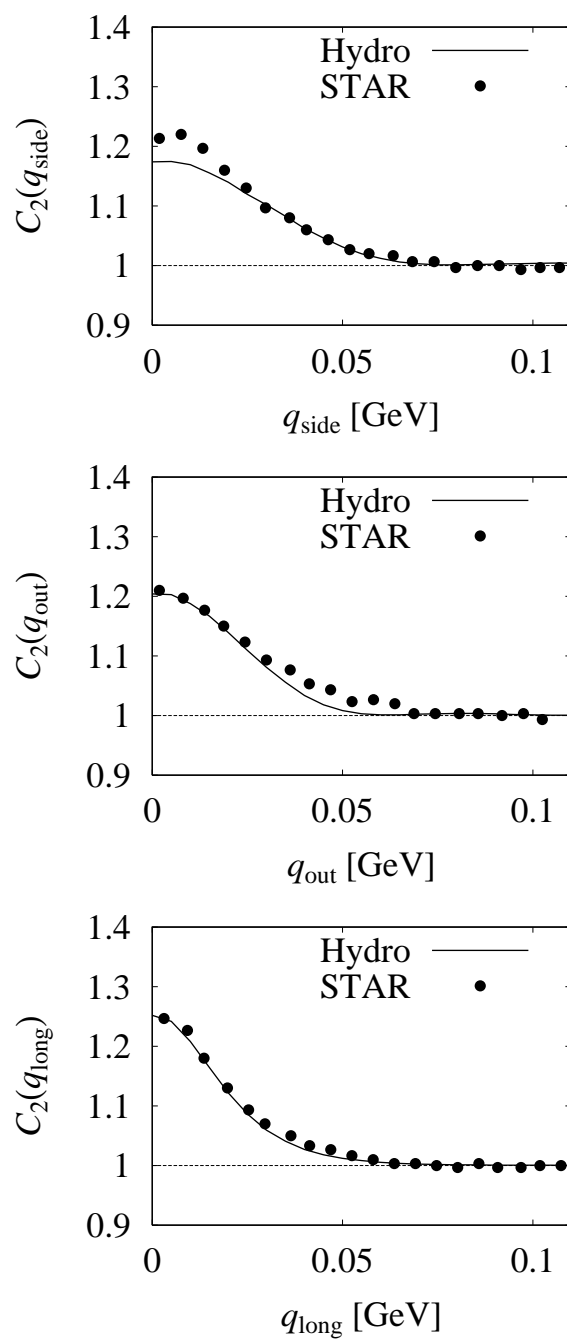


図 3.27 RHIC における 1 次元に射影した 2 粒子相関関数．上から sideward , outward , longitudinal 方向に射影してある．その際，射影方向以外の相対運動量成分については $0 \leq q_i \leq 35$ MeV で積分．平均運動量の積分範囲は $|Y_{\pi\pi}| \leq 0.5, 0.125 \leq K_T \leq 0.225$ GeV である．実験結果は STAR グループ [62].

さくなっているのは、実験より大きい R_{out} , R_{long} による帰結である。

ところで、前述したように、他のグループによる計算 [48, 63, 65] では、実験とはかなりの食い違いを見せている。いずれも縦方向に Bjorken のスケーリング解を仮定した上での横方向のみの膨張を追った計算であり、また [48] では完全に 1 粒子分布を再現していないため、単純に比較することはできない。文献 [48, 63] では R_{side} は実験をかなり下回り、逆に R_{out} は実験よりかなり大きな値が得られている。 R_{out} については、初期のエネルギー密度に 15 GeV/fm^3 程度と大きな値を置いているため、相転移による寿命の延びの影響が顕著であり、そのために R_{out} が大きくなっていると考えられる。このエネルギー密度の違いは前述したように分布の形の違いであるが、同じ 1 粒子分布を再現する初期条件でも違う 2 粒子相関を与える可能性を示唆するものであり、興味深い。また、文献 [65] ではハイブリッド模型を用い、ハドロン相にはイベントジェネレータを用いた上でのサイズパラメータの評価をしている。この方法の一つの利点は Cooper-Frye の公式にあるような、フリーズアウトの取り扱いの問題点がなくなることであるが、彼らの計算結果は実験で測定されているものよりはるかに大きなサイズパラメータを示している。我々の模型は初期条件、フリーズアウト共に非常に単純な描像に基づいているため、実験ともっとも合うからといって、その描像の全てが成立しているとは言えないが、実験の一側面を表すものと考えられる。いずれにせよ、SPS と RHIC のエネルギーの間を埋めるエネルギーの実験、より高エネルギーの実験など、より多くの実験結果とその現象論的な解析が必要であろう。

第4章

非中心衝突における“くるみ割り”現象の検証

この章では、議論を非中心衝突に移す。非中心衝突における2粒子相関やそのサイズパラメータが意味するところはすでにいくつか議論があるが [66, 67]，ここではQGPのシグナルの新しい可能性として，“くるみ割り”シナリオについて考察する。この章の内容は文献 [68] に基づくものである。

4.1 “くるみ割り”シナリオ

QGPの証拠となる観測量はこれまでにいくつか挙げられているが、TeaneyとShuryakはその一つの可能性として“くるみ割り”シナリオを提唱した [16]。これは、非中心衝突に起因する圧力の非等方性によって、中心領域の物質分布にあたかもくるみの実と殻のような構造が生じるというものである。このシナリオの成立条件は確かでないが、1次相転移の状態方程式を用いているとき、初期の物質分布における2相共存相の幅が重要な役割を果たしていることはすでに指摘されている [69]。本章の議論では、くるみ割りシナリオを再現するような流体模型を用いて、その検証の可能性に議論を絞る。

くるみ割りシナリオは非中心衝突に特有の現象であるから、それを再現するには、これまでとは異なった、円筒対称性を課さない流体模型を適用する必要がある。ここでは、対称性や特別な方向に対する解を一切仮定しない完全な(3+1)次元の流体模型 [21]を用いた。状態方程式は3.1節で採用したものと同一1次相転移の状態方程式を用いる。衝突パラメータは7 fmに設定した。初期の最大エネルギー密度を7 GeV/fm³に選

び、横方向の物質密度分布には Woods-Saxon 型分布

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\exp[(r-R)/\delta] + 1} \quad (4.1.1)$$

を置く．この分布の境界の厚さを表すパラメータ δ を調節することにより、くるみ割りシナリオを再現することができたほか、そのバリエーションとして4通りの時空発展を導くことが出来た．図4.1には $\delta = 0.75, 1.0$ fm としたときの横平面におけるフリーズアウト超曲面の分布図を示す．衝突方向については $|z| \leq 0.5$ fm の範囲にある流体素片のみを考慮している．左の図が $\delta = 0.75$ fm とした場合であり、上から $t-t_0 = 5.2, 5.6, 6.0, 6.4, 6.8$ fm のときの瞬間を捉えた、いわばスナップショットである．2重構造は $t-t_0 = 5.2$ fm の段階から見えるが、それがよりはっきりし始め、 $t-t_0 = 6.8$ fm では中心の“実”と外側の“殻”がはっきり確認できる．構造があるというだけでなく、上下では殻が割れているのが、くるみ割りシナリオと呼ばれる所以であり、まさにこのパラメータではくるみ割りシナリオが再現されている．このパラメータでの時空発展を“Nut-shell”シナリオと呼ぶことにする．右の図は $\delta = 1.0$ fm の場合である．上から $t-t_0 = 6.0, 6.4, 6.8, 7.2, 7.6$ fm であるが、こちらでは実の部分がより早く冷え、実がなくなってから殻が割れて、最終的には殻の方が残るというシナリオである．このシナリオを“Shell”シナリオとする．同様に $\delta = 0.5, 0.25$ fm の場合を図4.2に示す． $\delta = 0.5$ fm の場合(左)では上から $t-t_0 = 5.6, 6.0, 6.4, 6.8, 7.2$ fm であり、 $t-t_0 = 6.0$ fm では殻と中心にフリーズアウト温度より高い高温領域を持つ実に分かれているのがわかる．しかし、その次の時間ステップでは殻はすでに姿を消し、実が長く生き残る．この時空発展のシナリオを“Nut”と呼ぶことにする．右の図は、 $\delta = 0.25$ fm に対応し、構造が見えない通常の時空発展をたどる．このシナリオを“Usual”と呼ぶことにする．

4.2 構造を持つ粒子源に対する2粒子相関関数

物質分布の構造を見るのにもっとも有力な測定量は現在のところ2粒子相関であろう．これまで2粒子相関とサイズパラメータに関する議論を行ってきたが、もともと2粒子相関は放出点の分布に対するフーリエ変換であるから、放出点の分布に構造があれば、それが2粒子相関関数に反映されるという考えはきわめて自然なものである．ここでは前節で構成した、それぞれ異なった時空構造を持つ4つのシナリオについての π 中間子の2粒子相関関数を評価する．計算方法は前章(3.4.1)と同様である．

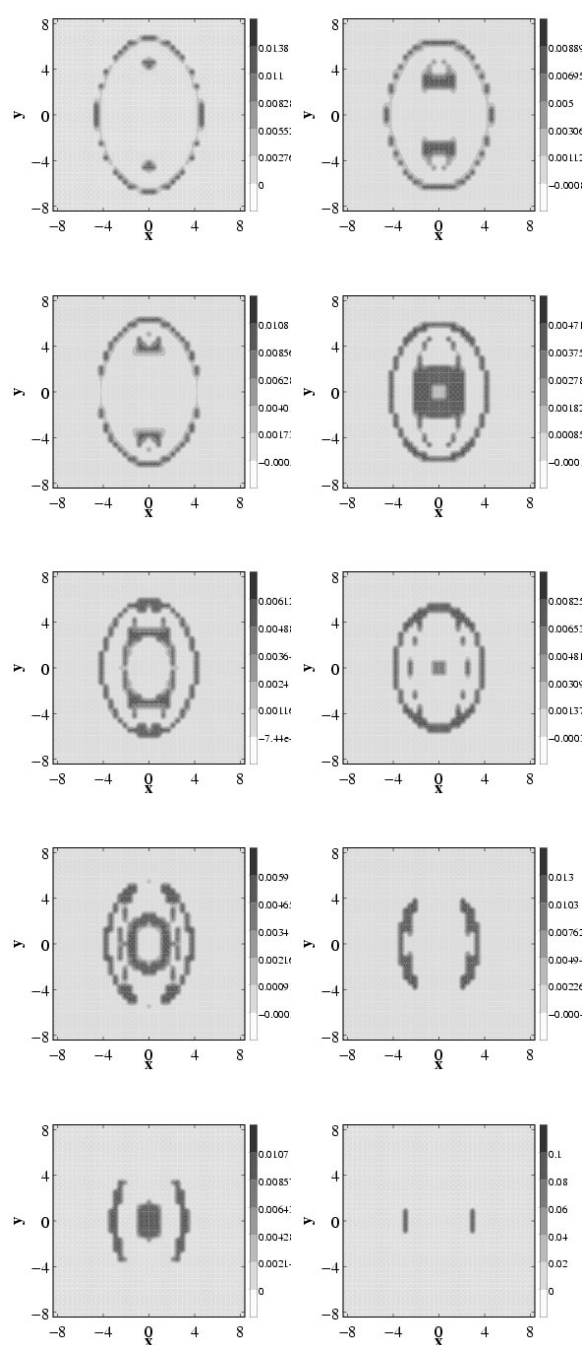


図 4.1 シナリオ“Nut-shell”(左)と“Shell”(右)の横平面における時空発展．

図 4.1 に示したように，物質分布に構造は見られるが，実際に測定される 2 粒子相関には，縦横のフローの効果が効いてくる．言い換えれば，大事なのはフリーズアウトの体積分布ではなく，ソース関数がどのような振る舞いをしているかということにな

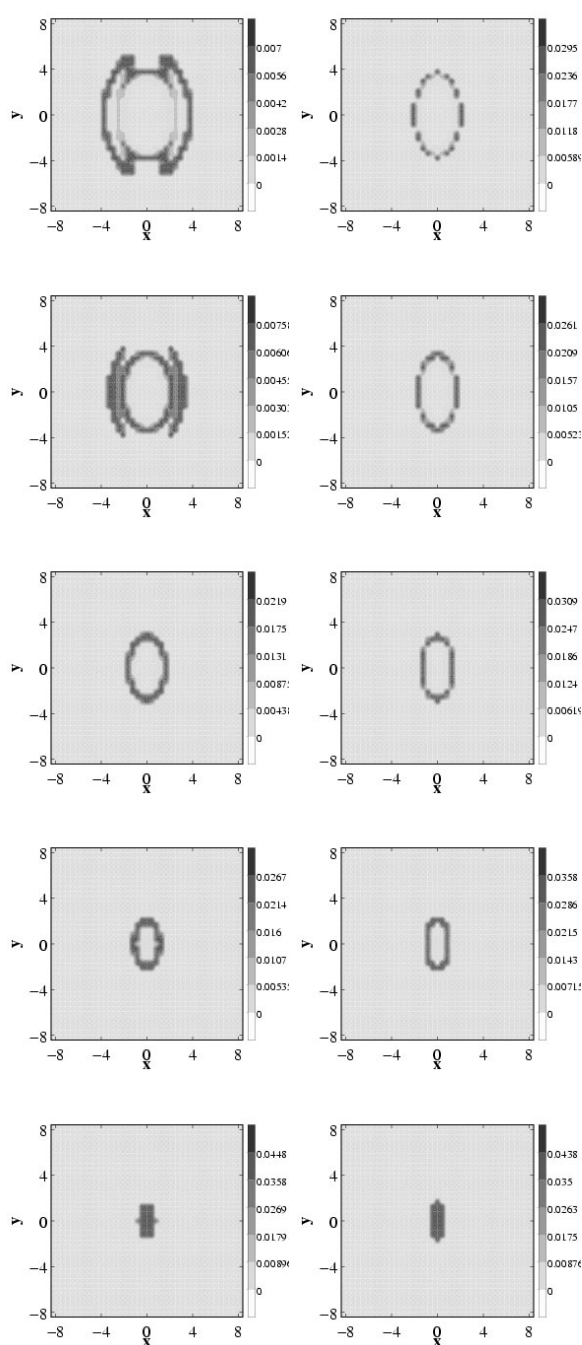


図 4.2 シナリオ“Nut”(左)と“Usual”(右)の横平面における時空発展.

る．たとえば，横フローの存在はソース関数の形をかなり変えることが分かっている (2.3 節参照．特に図 2.11 と図 2.13 の違いに注意)．したがって，物質分布の構造を見るためには，フローの影響をできるだけ受けたくないような運動量の粒子を測定する必要がある．ここでは，横フローの影響が小さくなるように，平均運動量は $K_T = 50 \text{ MeV}$ に

ついて評価した．構造が出来ているのは衝突の中心付近だけであることから，縦方向については中心ラピディティを選ぶ．縦方向にも物質分布に構造を生じる可能性はあるが [70]，ここでは横平面での構造のみを考え， $q_{\text{long}} = 0$ に固定し， q_{side} ， q_{out} を変数とした 2 粒子相関関数について考える．

円筒対称性がないので，これまでのように K_T の方向を x 軸に選ぶことはできない．ここでは衝突パラメータの方向が x 軸であり，方位角 ϕ も独立変数となる ($K_x = K_T \cos \phi$, $K_y = K_T \sin \phi$)．したがって，もし $\phi = 0$ の粒子を測定すれば， K_T は x 軸に平行であるから， $q_x = q_{\text{out}}$, $q_y = q_{\text{side}}$ となるが， $\phi = \pi/2$ と選べば， $q_x = q_{\text{side}}$, $q_y = q_{\text{out}}$ となる．粒子源の構造を見ると， x 軸に沿ってプローブを入れれば，殻 → 実 → 殻という構造が見え， y 軸に沿ってプローブを入れれば，殻が $\phi = \pm\pi/2$ 付近で割れているために，実だけを捉えることになる．2.3 節で見たように，outward 方向を測定したときには粒子源の厚みを測っていることになるが，この場合はフローの影響が大きく，粒子源の“opacity”も関係してくる．よって， $\phi = 0$ と $\phi = \pi/2$ の両方について sideward 方向の相関を測定し，そこに違いを見出すのが，実と殻の構造を検証するにはもっとも適している．

図 4.3，4.4 にそれぞれ $\phi = 0, \pi/2$ に対する sideward 方向に射影した 2 粒子相関関数を図示する．実験を想定した場合は射影の際の運動量の積分の影響を免れられないが，ここでは簡単のため $q_{\text{out}} = 0$ とした．

図中の太線が，“Nut-Shell”シナリオにおける $t - t_0 = 6.8$ fm だけのソース関数 (図 4.1 左下，スナップショット) をもとに評価したものであり，典型的な構造をもつ粒子源の場合である．期待されたように， $\phi = \pi/2$ では $q_{\text{side}} \simeq 250$ MeV 付近に普通とは異なった振る舞いが見え， $\phi = 0$ では通常と違った振る舞いは見られない．よって，これまでの考察は十分に実証されており，くるみ割りシナリオのシグナルは，sideward 相関の 2 次ピークと結論することができる．しかしながら，他の図はスナップショットではなく，全ての時間を重ね合わせたものであるが，どのシナリオにおいても明確なピークは現れていない．より定量的な議論をするために，次のようなソース関数を用いて解析的

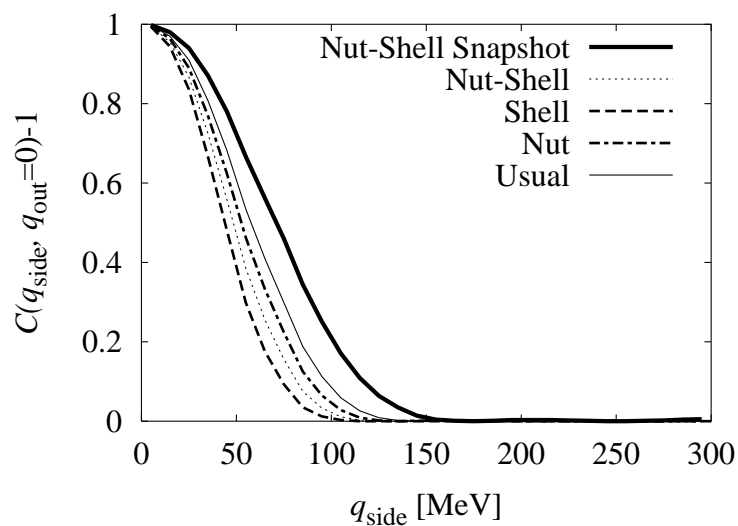


図 4.3 $\phi = 0$ で $C(q_{\text{side}})$.

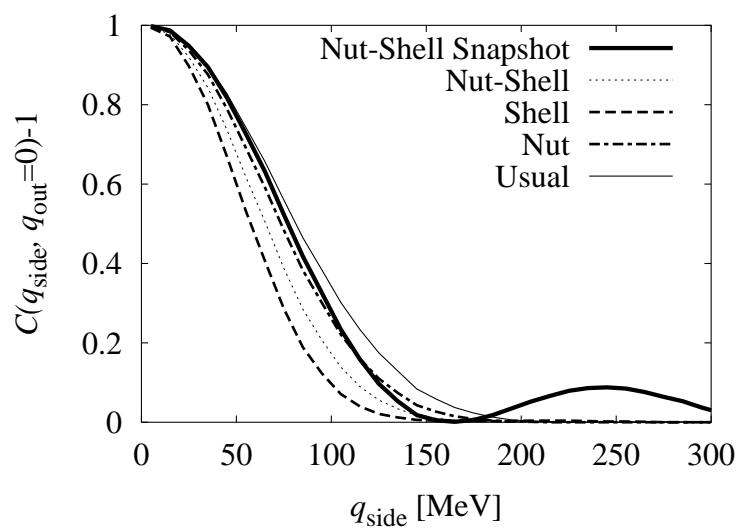


図 4.4 $\phi = \pi/2$ で $C(q_{\text{side}})$.

に評価を行ってみる．

$$S(x, y) = S_{\text{nut}}(x, y) + S_{\text{shell}}(x, y), \quad (4.2.1)$$

$$S_{\text{nut}}(x, y) = \frac{1 - \alpha}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right), \quad (4.2.2)$$

$$S_{\text{shell}}(x, y) = \frac{\alpha}{8L\delta_x} \theta(L - |y|) \{ \theta(\delta_x - |x - R_x|) + \theta(\delta_x - |x + R_x|) \}. \quad (4.2.3)$$

このソースモデルは 2 次元 $x-y$ 平面のソース関数を表したものであり， S_{nut} が実の部分を表す幅 σ_x と σ_y のガウス型粒子源， S_{shell} が殻の部分を表し，位置 R_x ， y 方向の長さ L ， x 方向の厚さ δ_x の壁状の粒子源になっている．両者の和 $S(x, y)$ が点 (x, y) からの粒子放出確率を表すように規格化してある． α は殻成分から放出される割合である．ここでは横フローの効果を無視してあるが，横運動量の小さいところを考え，sideward の相関を考える分には，横フローによるソースの変形はあまり気にしなくて良い．したがって，このモデルで十分である．このソース関数に基づく 2 粒子相関関数は簡単に計算できて，

$$C(q_{\text{side}}, q_{\text{out}} = 0, \phi = \frac{\pi}{2}) - 1 = \left[(1 - \alpha) \exp\left\{-\frac{1}{2}(q_{\text{side}}^2 \sigma_x^2)\right\} + \alpha \frac{\sin q_{\text{side}} \delta_x}{q_{\text{side}} \delta_x} \cos q_{\text{side}} R_x \right]^2, \quad (4.2.4)$$

$$C(q_{\text{side}}, q_{\text{out}} = 0, \phi = 0) - 1 = \left[(1 - \alpha) \exp\left\{-\frac{1}{2}(q_{\text{side}}^2 \sigma_y^2)\right\} + \alpha \frac{\sin q_{\text{side}} L}{q_{\text{side}} L} \right]^2, \quad (4.2.5)$$

となる．(4.2.4) から， $\phi = \pi/2$ における 2 次ピークは $\cos q_{\text{side}} R_x$ の項から現れることがわかる．図 4.5 に結果を図示する．パラメータは“Nut-shell”のスナップショットの場合に合うように， $\delta_x = 0.5 \text{ fm}$ ， $\sigma_x = 2.5 \text{ fm}$ ， $\sigma_y = 4.0 \text{ fm}$ ， $R_x = 2.5 \text{ fm}$ ， $L = 8.0 \text{ fm}$ と選んだ． α については，殻からの粒子放出の割合が大きい例として $\alpha = 0.3$ ，少ない例として $\alpha = 0.1$ の場合を想定した．図から， $\alpha = 0.3$ ではピークは見えるが， $\alpha = 0.1$ では見えなくなっている．結果として，実 - 殻の構造が見えるためには，殻からの放出される粒子が 3 割程度必要なことがわかった．“Nut-shell”シナリオにおいて殻から放出される粒子の割合を流体から直接求めると， $\alpha = 0.12$ で，良い結果とはいえない．しかしながら，今回の計算では中心付近のみを考え，縦方向の流体サイズを小さくとしている．したがって，第 3 章で明らかになったように，RHIC では縦方向の流体サイズが大きくなり，もし中心付近でくるみ割りが起きればある程度縦方向のサイズを持った領域で構造を持つ可能性もある．RHIC でくるみ割りシナリオが起こりえるかどうかも含めて，これは今後の課題である．

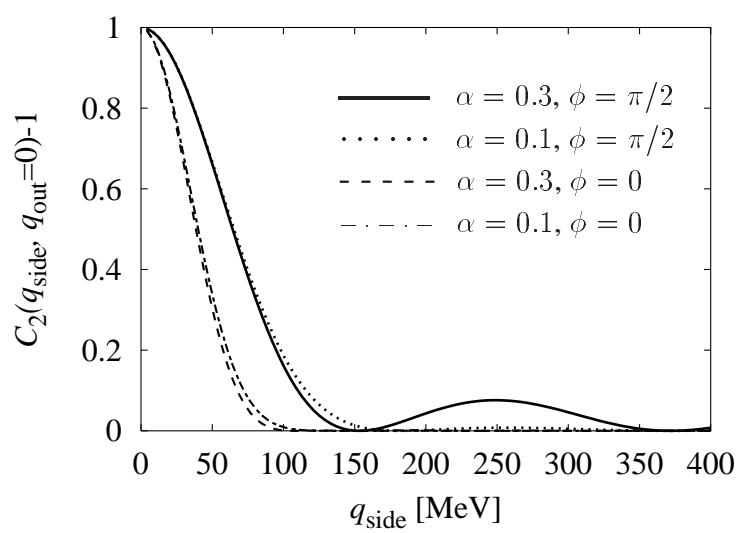


図 4.5 2次元ソース模型による2粒子相関関数.

第5章 結論

本論文では、流体模型によって高エネルギー重イオン衝突の時空発展を記述することにより、その特徴をつかむ道具としての2粒子相関の解析を進めてきた。

第2章では2粒子相関関数におけるサイズパラメータに着目し、それらの物理的な意味を円筒対称性をもった流体模型の時空発展を参照することによって明らかにした。特にYKP型パラメトリゼーションに焦点をあて、そのパラメータが流体の性質をどう反映してるかを詳細に調べ、小さい横運動量の粒子についてはサイズパラメータから放出時間差が得られるが、大きい横運動量の粒子については“opaque”と呼ばれる粒子源の性質を反映していることを明らかにした。また、その性質はフリーズアウト超曲面からの粒子放出と、横フローによって引き起こされることを導いた。また、粒子源サイズの運動量依存性に現れる、粒子源の幾何学的な構造についても調べた。現在のところ、高エネルギー重イオン衝突で出来た物質について大きさや構造といった、座標に関係した量を調べることができるのは2粒子相関によるものだけであることから、これらはその理解に役立つものであるといえる。

次に、流体模型をBNL-RHICの中心衝突における実験結果に適用し、1粒子分布にパラメータフィットすることで得られた流体の数値解から、その時空発展の議論を行った。RHICではQGPの発見をはじめ、これまでには見られなかった新現象が期待されるが、縦・横の膨張を適切に取り入れた流体で1粒子分布を合わせて時空発展を議論し、また2粒子相関を評価したのは本研究が最初であり、RHICにおける現象を理解する上での最初の段階を踏み出したものである。SPSにおける実験結果との比較を行った結果、RHICにおいては初期のエネルギー密度はそれほど上がらず、以前予想されたより流体の寿命が短いことや、バリオン密度はかなり小さくなり、Bjorkenの描像に近いことが示された。2粒子相関については比較的实验と近い結果を得ることが出来た。また、SPSの結果と比較したところ、 R_{out}/R_{side} において、流体計算の結果はSPSでは実験を非常に良く再現するものの、RHICでは実験と異なった振る舞いを見せた。流体計

算の結果そのものは RHIC でも SPS でもさほどの変化はなく、明らかな違いを示しているのは実験結果である。これは RHIC においては SPS のそれとは異なった粒子放出機構が起きていることを示している可能性がある。 R_{long} で他の計算よりも小さい結果を示したのは、本研究では縦方向の膨張が適切に取り入れられていることによる結果である。流体の初期条件については多くの議論があり、未だ統一的な見解があるものではない。そもそも流体模型でどこまで現象を記述しうるかということも含めて、これは今後の課題の一つであるといえる。

4 章では非中心衝突のトピックスとして、くるみ割りシナリオが 2 粒子相関で検証しうるかを考察した。くるみ割りシナリオが作り出す粒子放出の構造は 2 粒子相関に明確に反映されることが明らかになった。それには殻になる部分から一定量以上の粒子の放出が必要であるが、これは実験に期待するしかないであろう。

本論文の主題である 2 粒子相関については、これまで広く実験で用いられ、また理論的興味の対象にもなっているが、課題は多い。本論文と直接つながるものでは、共鳴粒子の崩壊の寄与を入れることがその一つである。現在用いられている方法は半古典近似に基づくものであり、純粋に量子力学的に扱った場合の定式化は存在しない。結果として半古典近似が十分良い近似である可能性もあるが、共鳴粒子の寄与に関しては、それが無視できない以上はやはり取り入れるべきである。また、その場合は熱的粒子源の情報が覆い隠されてしまうため、共鳴粒子を含んだ相関から、その効果を除いた情報を引き出す方法も必要になると考えられる。また、取り扱っているのはハドロンであるため、終状態相互作用も無視できない寄与があると考えられる。ハドロンでなく、光子の相関であればこの問題はないが、実験の精度を確保することが難しいため、理論の議論はいくつかあるが、いまだに実験データは発表されていない。本論文では全てランダムな粒子源を仮定したが、これは決して自明な仮定ではなく、実験結果は(不確定要素は大きいものの)部分的なコヒーレンスを示唆している。コヒーレンスがある場合の理論的枠組みは存在するが、コヒーレンス自体の物理的な源は、たとえば無配向カイラル凝縮 (Disoriented Chiral Condensate, DCC) などが考えられているが、実験的には明らかではない。また、本研究においては流体模型によって系の時空発展を記述したが、イベントジェネレータによる微視的な記述も可能であり、このときに 2 粒子相関、とくに波動関数の対称化をどう組み込むか、という問題も解決されていない。これらを今後の課題として挙げたい。

謝辞

博士論文の作成に当たって、暖かくご指導して頂いた大場一郎教授に感謝します。中里弘道教授、山中由也博士には様々な助言をして頂くと共に仕事を紹介して頂き、大変助けになりました。室谷心博士(徳山女子短期大学)には、卒業論文時からの共同研究者として、多くの実りある議論をして頂きました。氏の絶え間ない叱咤激励にもあらためて感謝の意を表したいと思います。中村博樹博士には、初期の共同研究者として、全体に渡って詳細に渡る議論して頂きました。平野哲文博士(東京大学)には、非中心衝突における流体の数値解と共鳴粒子の崩壊の計算のコードを提供していただくと共に、共同研究者として多くの鋭い議論をして頂きました。野中千穂博士(Duke)には、第2章における流体計算のコードと状態方程式の数値表を提供して頂くと共に、共同研究者としての的確なコメントを頂きました。Dr. P. F. Kolb(Ohio State)との議論は有益でした。大場・中里研究室の皆様からは様々な知識を得ることが出来ました。この場を借りて感謝します。

参考文献

- [1] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973); H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).
- [2] M. Alford, K. Rajagopal, and F. Wilczek, Phys. Lett. B **422**, 247 (1998).
- [3] *Quark Matter 2001, Proceedings of the Fifteenth International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions*. (Stony Brook, USA, January 14-21, 2001) edited by T. Hallman, D. E. Kharzeev, J. T. Mitchell and T. Ullrich. [Nucl. Phys. **A698**, 1c (2002)]
- [4] E. Fermi, Prog. Theor. Phys. **5**, 100 (1950).
- [5] L. D. Landau, Izv. Akad. Naul. SSSR, Ser. Fiz. **17**, 51 (1953).
- [6] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **27**, 140 (1983).
- [7] For a review, see e.g., R. M. Weiner, *Introduction to Bose-Einstein Correlations and Subatomic Interferometry*, Wiley & Sons, (2000).
- [8] R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss, Nature (London) **178**, 1046 (1956).
- [9] G. Goldhaber, T. Goldhaber, W. Lee, and A. Pais, Phys. Rev. **120**, 300 (1960).
- [10] S. Nagamiya, Nucl. Phys. **A488**, 3c (1988.)
- [11] S. Chapman, J. R. Nix, and U. Heinz, Phys. Rev. C **52**, 2694 (1995).
- [12] F. Yano and S. Koonin, Phys. Lett. **78B**, 556 (1978); M. I. Podgoretskiĭ, Sov. J. Nucl. Phys. **37**, 272 (1983).
- [13] Y. -F. Wu, U. Heinz, B. Tomášik, and U. A. Wiedemann, Eur. Phys. J. C **1**, 599 (1998).

- [14] S. Pratt, Phys. Rev. D **33**, 1314 (1986); G. Bertsch and G. E. Brown, Phys. Rev. C **40**, 1830 (1989).
- [15] H. Heiselberg and A. P. Vischer, Eur. Phys. J. C **1**, 593 (1998); Phys. Lett. B **421**, 18 (1998).
- [16] D. Teaney and E. V. Shuryak, Phys. Rev. Lett. **83**, 4951 (1999).
- [17] K. Morita, S. Muroya, H. Nakamura, and C. Nonaka, Phys. Rev. C **61**, 034504 (2000).
- [18] Y. Akase, M. Mizutani, S. Muroya, and M. Yasuda, Prog. Theor. Phys. **85**, 305 (1991).
See also references therein.
- [19] S. Muroya, H. Nakamura, and M. Namiki, Prog. Theor. Phys. Suppl. **120**, 209 (1995).
- [20] C. Nonaka, E. Honda, and S. Muroya, Eur. Phys. J. C **17**, 663 (2000).
- [21] T. Hirano, Phys. Rev. Lett. **86**, 2754 (2001); T. Hirano, K. Tsuda, and K. Kajimoto, nucl-th/0011087.
- [22] H. Appelshäuser *et al.*, NA49 Collaboration, Phys. Rev. Lett. **82**, 2471 (1999).
- [23] T. Ishii and S. Muroya, Phys. Rev. D **46**, 5156 (1992).
- [24] C. M. Hung and E. V. Shuryak, Phys. Rev. Lett. **75**, 4003 (1995).
- [25] D. H. Rischke and M. Gyulassy, Nucl. Phys. **A608**, 479 (1996).
- [26] J. Alam, S. Raha, and B. Sinha, Phys. Rep. **273**, 243 (1996); J. Alam, D. K. Srivastava, B. Sinha, and D. N. Basu, Phys. Rev. D **48**, 1117 (1993); K. Kajantie, M. Kataja, L. McLerran, and P. V. Ruuskanen, Phys. Rev. D **34**, 811 (1986).
- [27] S. Hioki, T. Kanki, and O. Miyamura, Phys. Lett. B **261**, 5 (1991); T. Hashimoto, K. Hirose, T. Kanki, and O. Miyamura, Z. Phys. **C38**, 251 (1988).
- [28] S. A. Bass and A. Dumitru, Phys. Rev. C **61**, 064909 (2000); D. Teaney, J. Lauret, and E. V. Shuryak, Phys. Rev. Lett. **86**, 4783 (2001).
- [29] F. Cooper and G. Frye, Phys. Rev. D **10**, 186 (1974).

- [30] Y. M. Sinyukov, Z. Phys. **C43**, 401 (1989).
- [31] M. I. Gorenstein and Y. M. Sinyukov, Phys. Lett. **142B**, 425 (1984); F. Grassi, Y. Hama, T. Kodama, Phys. Lett. B **355**, 9 (1995); K. A. Bugaev, Nucl. Phys. **A606**, 559 (1996); H. Heiselberg, Heavy Ion Phys. **5**, 1 (1997).
- [32] G. A. Milekhin, Trudy FIAN **16**, 51 (1961).
- [33] P. G. Jones, NA49 Collaboration, Nucl. Phys. **A610**, 188c (1996).
- [34] M. Gyulassy, S. K. Kauffman, and L. W. Wilson, Phys. Rev. C **20**, 2257 (1979).
- [35] E. V. Shuryak, Phys. Lett. **44B**, 387 (1973).
- [36] S. Chapman and U. Heinz, Phys. Lett. B **340**, 250 (1994).
- [37] S. Pratt, Phys. Rev. Lett. **53**, 1219 (1984).
- [38] J. Bolz, U. Ornik, M. Plümer, B. R. Schlei, and R. M. Weiner, Phys. Rev. D **47**, 3860 (1993).
- [39] B. Tomášik and U. Heinz, nucl-th/9805016.
- [40] K. Kadija, NA49 Collaboration, Nucl. Phys. **A610**, 248c (1996).
- [41] B. R. Schlei, U. Ornik, M. Plümer, and R. M. Weiner, Phys. Lett. B **293**, 275 (1992).
- [42] B. R. Schlei and N. Xu, Phys. Rev. C **54**, 2155 (1996).
- [43] H. Appelshäuser *et al.*, NA49 Collaboration, Eur. Phys. J. C **2**, 661 (1998).
- [44] B. R. Schlei, Phys. Rev. C **55**, 954 (1997).
- [45] M. Gyulassy and S. S. Padula, Phys. Lett. B **217**, 181 (1988).
- [46] U. Ornik, M. Plümer, B. R. Schlei, D. Strottman, and R. M. Weiner, Phys. Rev. C **54**, 1381 (1996).
- [47] P. F. Kolb, P. Huovinen, U. Heinz, and H. Heiselberg, Phys. Lett. B **500**, 232 (2001).

- [48] D. Zschesche, S. Schramm, H. Stöcker, and W. Greiner, Phys. Rev. C **65**, 064902 (2002).
- [49] T. Hirano, Phys. Rev. C **65**, 011901(R) (2002)
- [50] J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. D **46**, 229 (1992).
- [51] W. Broniowski and W. Florkowski, Phys. Rev. Lett. **87**, 272302 (2001).
- [52] T. Hirano, K. Morita, S. Muroya, and C. Nonaka, Phys. Rev. C **65**, 061902(R) (2002); K. Morita, S. Muroya, C. Nonaka and T. Hirano, nucl-th/0205040.
- [53] See e.g., B. Müller and X. N. Wang, Phys. Rev. Lett. **68**, 2437 (1992).
- [54] J. Sollfrank, P. Koch, and U. Heinz, Z. Phys. **C52**, 593 (1989).
- [55] A. Wuosmaa *et al.* (PHOBOS Collaboration), in [3], 88c.
- [56] C. Adler *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **87**, 112303 (2001).
- [57] J. Velkovska *et al.* (PHENIX Collaboration), to be published in the proceedings for International Conference on Physics and Astrophysics of Quark-Gluon Plasma (ICPAQGP-2001).
- [58] I. G. Bearden *et al.* (BRAHMS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **87**, 112305 (2001).
- [59] J. Cleymans and K. Redlich, Phys. Rev. Lett. **81**, 5284 (1998).
- [60] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich, and J. Stachel, Phys. Lett. B **518**, 41 (2001).
- [61] C. Blume *et al.* (NA49 Collaboration), in [3], 104c.
- [62] C. Adler *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **87**, 082301 (2001).
- [63] U. Heinz and P. Kolb, Nucl. Phys. **A702**, 269c (2002).
- [64] Y. Hama and S. S. Padula, Phys. Rev. D **37**, 3237 (1988).
- [65] S. Soff and S. A. Bass, and A. Dumitru, Phys. Rev. Lett. **86**, 3981 (2001).

- [66] U. A. Wiedemann, Phys. Rev. C **57**, 266 (1998).
- [67] H. Heiselberg and A. Levy, Phys. Rev. C **59**, 2716 (1999).
- [68] T. Hirano, K. Morita, and S. Muroya, *in the Proceedings of the Third Symposium on Science of Hadrons under Extreme Conditions, January 29-31, JAERI, Tokai, Japan*, p50 (2001).
- [69] P. Kolb, J. Sollfrank, and U. Heinz, Phys. Rev. C **62**, 054909 (2000).
- [70] T. Hirano, PhD Thesis, Waseda University (2001).